


Title	導波-放射モード結合型光変調器に関する研究(Dissertation_全文)
Author(s)	Onodera, Hidetoshi
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	1984-01-23
URL	http://dx.doi.org/10.14989/doctor.k3039
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author



導波—放射モード結合型光変調器に関する研究

1983年10月



小野寺 秀俊

導波—放射モード結合型光変調器に関する研究

1983年10月

小野寺秀俊

DOC
1983
3
電気系

目 次

第1章	序 論	1
1.1	導波型光変調器	1
1.2	導波-放射モード結合型光変調器 — 従来の研究 —	3
1.3	本論文の目的と構成	4
	参 考 文 献	6
第2章	薄膜導波路型変調器の解析	8
2.1	序	8
2.2	異方性薄膜導波路における導波-放射モード結合	9
2.3	導波-放射モード結合型光変調器の高効率化	16
2.4	結晶軸ずれの効果	21
2.5	ま と め	29
	参 考 文 献	30
第3章	薄膜導波路型変調器の製作 — Nb_2O_5 薄膜- LiTaO_3 基板構造 —	32
3.1	序	32
3.2	スパッタリング	33
3.3	Nb_2O_5 薄膜導波路 — ガラス基板上への作成 —	35
3.4	Nb_2O_5 薄膜導波路 — LiTaO_3 基板上への作成 —	40
3.5	Nb_2O_5 薄膜導波路の諸特性	41
3.6	変調器の製作	44
3.7	変調特性の測定	46
3.8	ま と め	49
	参 考 文 献	50
第4章	拡散導波路型変調器の解析	51
4.1	序	51
4.2	直接数値解法による拡散導波路のモード解析	52
4.3	横共振法による拡散導波路のモード解析	57
4.4	変調効率の計算	63

4.5	ま と め	65
	参 考 文 献	66
第5章	拡散導波路型変調器の製作 — Nb 拡散 LiTaO_3 構造 —	67
5.1	序	67
5.2	Nb 拡散 LiTaO_3 導波路	67
5.3	Li_2O 外拡散の抑制	73
5.4	変調器の製作	75
5.5	変調特性の測定	77
5.6	ま と め	79
	参 考 文 献	80
第6章	チャンネル導波路型変調器	81
6.1	序	81
6.2	チャンネル導波路の変分法による解析	82
6.3	Nb 拡散 LiTaO_3 チャンネル導波路型変調器の製作	88
6.4	ま と め	92
	参 考 文 献	94
第7章	試作導波路の特性測定法	95
7.1	序	95
7.2	プリズム結合法による基板屈折率の測定	95
7.3	改良アベレス法による薄膜屈折率の測定	100
7.4	改良プローブ法による伝搬損失の測定	102
7.5	ま と め	105
	参 考 文 献	106
第8章	結 論	107
	謝 辞	110
附録A	LiTaO_3 , LiNbO_3 の材料定数	111
附録B	導波—放射モード結合方程式の近似解法	113
附録C	変調用電極の電界分布, 容量, 特性インピーダンス	115
附録D	導波—放射モード結合型変調器の周波数帯域	119
	本研究に関する発表	123

第 1 章 序 論

1.1 導波型光変調器

光を通信の搬送波として用いる光通信は、レーザー発振の成功(1960年)、低損失光ファイバの開発(1970年)、半導体レーザーの室温連続発振(1970年)等を契機に、超高速、超高密度の情報伝送を行なえるものとして世界的に注目を集め、活発な研究開発が行なわれている。

この光通信で情報を伝達するためには、何らかの方法で光を変調する必要がある。信号を付加する対象には、振幅、位相、周波数があり、究極的にはこれらをコヒーレントに変調し、ヘテロダイン検波する方式⁽¹⁾も考えられよう。しかしながら光源に半導体レーザーを用いる場合、現在の技術では周波数の安定度やスペクトルの純度などの点でこの方式を採用することは困難であり、もっぱら強度(振幅)変調、直接検波方式がとられる。そして現在、強度変調には半導体レーザーの注入電流を直接的に変えて行なう、いわゆる直接変調方式が主として用いられている。この方式は簡便ではあるが、変調信号により発振モード特性が変化することが多く、また変調可能周波数も最大2 GHz程度であり、光の持つ広帯域性を十分に活かすことができない。そのため単一モードファイバーの進歩と相まってより広帯域な光変調の必要性が高まり、高性能な**光変調器**の実現に向けて、数多くの研究が行なわれている。特に光を導波路中に閉じ込めて変調する導波型変調器は、バルク型変調器⁽²⁾と比べて変調効率、周波数帯域の点で圧倒的に有利であり、種々の変調方式が提案、研究されている。その中で最も多く研究されている変調器は、電気光学効果によって光導波媒質中の屈折率を変化させるものである。電気光学効果は光の周波数領域まで応答するため、高速化の点で都合が良い。

さて、通常の**光導波路**に変調用コプラナー電極⁽³⁾を配した最も単純な構造では、電界を加え、媒質の屈折率を変化させた場合、導波光の位相は変調を受けるが、光強度には変化がない。従って強度変調を行なうためには、導波路の屈折率変化、もしくは導波光の位相変化を強度変化に変える工夫が必要となる。最も簡単には、この位相変調器を直交した偏光子と検光子の間に挿入する、いわゆる直交ニコル型変調器が考えられるが、このような外付のバルク型素子を用いずすべて導波型で構成する方法として、代表的なものに次の4つがある。

(1) 逆位相変調合成型 Mach-Zehnder 型⁽⁴⁾, Balanced-Bridge 型⁽⁵⁾, Push-Pull 型⁽⁶⁾,

などと呼ばれている方法で、導波光を2本の導波路に均等に分割し、それぞれを逆方向に位相変調した後、再び合成する。合成される両導波光が同位相で強め合うか（ON 状態）、逆位相で打ち消し合うか（OFF 状態）は変調電圧、つまり位相変化量により制御でき、強度変調が行なえる。

(2) 導波路カットオフ特性制御型⁽⁷⁾ 導波路パラメータ（膜厚、屈折率）を導波モードがカットオフとなる寸前に設定しておく。屈折率が減少する方向に変調電界を印加し、導波路をカットオフにすると、変調器に入射した導波光は大きく減衰するため出力光の強度変調が行なえる。

(3) 方向性結合器型⁽⁸⁾ 2本の導波路を接近させて配置すると、両導波路の導波モード間に結合が生じ、導波光のパワーは2つの導波路間を往復するようになる。両導波路が同一の形状であれば各導波モードの伝搬定数は等しく、100%の光パワーが導波路間を往復する。この構造に各導波路の屈折率変化が逆方向となるよう電界を加えれば、両導波モードの伝搬定数にずれが生じ、その結果、光パワーの移行量は減少し、一往復に要する距離も短くなる。そこで、電界を加えない状態で光が入射導波路とは反対側の導波路より出射するよう導波路長を設定しておけば、適当な電界印加により光の出射口を入射側導波路とすることもできる。つまり、変調電界により光の出口を両導波路間でスイッチすることができ、強度変調器が構成できる。なお、結合する2個の導波モードとして、同一の導波路に存在する異なった偏波（例えばTEとTM）を持つ導波モードを考えてもよい。

(4) 導波-放射モード結合型⁽⁹⁾ 後に説明するように、導波路基板材料に異方性結晶を用いれば、異なった偏波を持つ導波モードと放射モードの伝搬定数存在領域に重なりが生ずる。従って、ある導波路パラメータの範囲では両モードの位相整合が自動的に取れる。この導波路に電界を加えて屈折率を変化させると両モード間に結合が生じ、導波モードのパワーは基板中に放射され減衰するため、出力光の強度変調が行なえる。

(1)の方法は位相変調を基にしているため高い変調効率が得られ、いわゆる P/df が $11.3 \mu\text{W}/\text{MHz}$ の素子も制作されている⁽⁶⁾。しかし、2本の位相変調用導波路および光分割、合成部が必要で、構造が複雑になる。また、光の分割、合成はY分岐または方向性結合器で行なうが、Y分岐では分岐点での散乱損失が、方向性結合器では均等な分割を行なうための結合長の調整が問題となる。(2)の方法は導波路パラメータの厳密な設定が必要であり、また、ほとんどカットオフ状態の導波路を用いるため、変調電界を加えない状態（ON 状態）でも素子中での伝搬損が大きい。現時点では最も多く採用されているのが(3)の方法で、消光比 17 dB、駆動電圧 4 V、3 dB 帯域幅 3.6 GHz の素子も報告されている¹⁰⁾。この構造では変調電界を

加えない状態で、すべての光が入射線路とは反対側の線路に出射するよう素子長を正確に設定せねばならないが、現在のところ素子製作前に結合長を予測することは難しく、多数個の素子の中から特性の良いものを選び出すか、 4β 反転電極構造として電氣的に結合長を調整する⁽¹¹⁾ことが必要となる。このため素子製作工程が複雑になり、生産性、再現性に問題がある。

このように(1)~(3)の方法は、いずれも良い動作特性を得るために、素子製作に際して厳しい精度が要求される。それに対して(4)の方法では、結合モードの一方である放射モードが連続した伝搬定数分布を持ち、導波モードとの位相整合が容易に取れる。そのため製作精度要求は(1)~(3)の方法と比べてはるかに緩やかである。また変調器の構造も導波路上にコプラナー電極を配するだけという最も単純なものである。しかしながら、従来の構造では変調効率が非常に低く、これを改善するいくつかの方法が考案されてきた。そこで次節で導波-放射モード結合型光変調器に関するこれまでの研究を簡単に振り返ってみる。

1.2 導波-放射モード結合型光変調器 —従来の研究—

導波モードと放射モードを結合させ強度変調を行なう提案は、1975年に Marcuse により行なわれ、結合モード理論を用いた近似解析法が示された⁽⁹⁾。しかし、金属拡散 LiNbO_3 、 LiTaO_3 導波路をモデルとして計算された変調効率は、変調電界 $3\text{V}/\mu\text{m}$ のもと、最大でも 0.65 dB/cm という低い値であった。これとは独立に、1976年には Lee と Wang によって光線理論を用いた解析法が示され、 Ta_2O_5 薄膜- LiTaO_3 基板構造での実験結果が報告された⁽¹²⁾。この時の変調度も、間隔 $50\mu\text{m}$ 、長さ 8 mm の電極に 500 V 印加して 2.2 dB しか得られなかった。

そこで変調効率を改善するために、Okamura, Yamamoto らにより周期構造電極を用いる方法⁽¹³⁾や、Yamanouchi らにより光の伝搬方向と導波路の結晶軸方向を特定の角度に設定する方法⁽¹⁴⁾が考えられた。前者の方法は、導波モードと結合する放射モードの伝搬定数を周期電極の空間周波数成分だけずらすことにより界分布の重なりを改善してモード結合を強め、変調効率を上げようとするものである。 Cu 拡散 LiTaO_3 導波路で実験が行なわれたが、周期電極による改善は確かめられたものの、間隔 $45\mu\text{m}$ の電極に 600 V の電圧を加えて得られた変調度は $0.76\text{ dB}/7.4\text{ mm}$ であった。Yamanouchi らの方法は、これまでとは若干異なっている。通常は導波路に Z cut 結晶を使用して変調電界により導波-放射モード結合を起こし、これを制御して変調する。一方、X cut (又は Y cut) 結晶を用いた導波路で結晶軸と伝搬方向をずらした場合、軸ずれにより導波モードと放射モードが結合する場合がある。つ

まり、導波路の固有モードとして漏れモード（セミリーキーモード）が存在する場合がある⁴⁹⁾。そこで、外部電界により屈折率を変化させ、漏れモードの伝搬減衰量を制御すれば強度変調が行なえる。この原理を用いてYamanouchiらはYcut Ti 拡散 LiNbO₃ 導波路で軸ずれ構造変調器を試作し、150 μm 間隔の電極に300 Vの電圧を加えて7 dB/5 mmの変調度を得ている。しかしこの方法では軸ずれ角を厳密に設定することが必要で、通常の導波-放射モード結合型変調器と比べて製作精度要求は厳しい。

このように、これまでの研究では十分満足な結果が得られておらず、更に変調効率を改善することが望まれていた。

1.3 本論文の目的と構成

本論文では、構造が簡単で製作精度が緩和された高効率光変調器の実現を目的として、変調方式には導波-放射モード結合型を取り上げ、その高効率化を考察し、実際に素子の試作、検討を行なった結果を報告する。変調器の高効率化は、導波路構成材料を選んで薄膜と基板の屈折率を適切に設定することにより達成する。従来の構造で変調効率が低い理由は、結合する導波モードと放射モードの界分布の重なりが悪くモード結合が弱いためである。変調効率は界分布重なり積分の二乗にほぼ比例することが理論的に示されるため、導波路パラメータの変更により界分布の形状を制御し、両モードの界の重なりを向上させれば大幅に変調効率は改善されるわけである。

このような考え方により、ステップインデックス構造およびグレーデッドインデックス構造の変調器について高い変調効率が得られる構造を理論的に明らかにした後、スパッタリング法および拡散法を用いて変調器を試作し、ほぼ予想通りの動作をさせることができた。さらに、効率の向上を目ざして変調器をチャンネル導波路型化するため、チャンネル導波路の解析法の提案および拡散法によるチャンネル導波路型変調器の製作、特性測定を行なった。なお、変調器の構造は、主にZ cut 結晶を用いる通常のものを取り上げるが、軸ずれ構造変調器についてもその高効率化について理論的検討を加えておく。

以下、本論文の構成について簡単に述べる。

第1章は序論であり、導波型外部変調器に関する従来の研究を概観して本研究の位置づけを行ない、目的、意義を明らかにした。

第2章は薄膜導波路型（ステップインデックス構造）変調器の理論解析結果である。導波-放射モード結合型光変調器の原理について簡単に触れた後、導波路基板層の厚さを考慮した変調特性の厳密な解析法について述べる。この解析法を用いて導波路パラメータにより変

調効率がどのように変化するかを調べ、高効率となる条件を明らかにする。実際に製作する変調器では、導波路の結晶軸方向が所定方向からずれることが考えられる。この軸ずれが変調特性に及ぼす影響を調べ、最後に軸ずれ構造変調器を取り上げてその高効率化につき考察する。

第3章は薄膜導波路型変調器の試作、特性測定を行なった結果である。スパッタリング法を用いて高い変調効率が期待できる Nb_2O_5 薄膜-LiTaO₃ 基板構造の変調器を製作する。まず種々のスパッタ条件の下で Nb_2O_5 薄膜導波路を作成し、その特性ならびに作成条件との関係を明らかにする。ついで、変調器を試作し、変調度の測定を行ない、高い変調効率を確かめる。

第4章は拡散導波路型（グレーデッドインデックス構造）変調器の解析結果である。屈折率分布が連続的に変化する導波路のモード解析法として、Helmholtz 方程式を直接数値積分する方法（直接数値解法）および導波路の深さ方向を見た電磁界のインピーダンス（又はアドミタンス）の共振条件より求める方法（横共振法）の2つを示す。前者は簡単な手順で伝搬定数、界分布の数値解が得られ、後者は解法の物理的意味、根拠が明確で、異方性媒質にも拡張可能である。これらの方法を用いて拡散導波路型導波-放射モード結合変調器を解析し、Nb 拡散LiTaO₃ 導波路において高効率な変調が行なえることを示す。

第5章ではNb 拡散LiTaO₃ 構造変調器の実験結果を報告する。Z cut LiTaO₃ へのNb 拡散は、本研究が初めての試みであるため、まず拡散特性を詳細に検討し、拡散条件と導波路パラメータとの関係を明らかにする。次いでLi₂O 外拡散の抑制法、再分極処理法を示し、変調器の試作、特性測定結果を述べる。

第6章は、更に変調効率を向上させるために、変調器をチャンネル導波路型化する場合の解析、並びに実験結果である。チャンネル導波路のモード解析法として、Maxwell 方程式の変数分離解に変分法を適用する方法を報告する。実験はNb 拡散LiTaO₃ 導波路構造で行ない、ほぼ予想通り変調効率を向上させることができた。

変調器の試作に際しては、作成導波路の諸特性を精度良く測定することが必要となる。そこで本研究を進めるに当たって新たに考案、改良した基板屈折率の測定法（プリズム結合法）、薄膜屈折率の測定法（改良アベレス法）、伝搬損失の測定法（改良プローブ法）について第7章で報告する。

第8章では本論文の総括を行ない、本研究により得られた主要な成果をまとめて示す。

参 考 文 献 (第 1 章)

- (1) 大越, 菊地, “ヘテロダイン型ならびにコヒーレント型光ファイバ通信”, 信学誌, **65**, 10, pp. 1099-1105 (1982).
- (2) 例えば, I. P. Kaminow and E. H. Turner, “Electrooptic Light Modulators”, Appl. Opt., **5**, 10, pp. 161-168 (1966).
- (3) 例えば, J. S. Wei, “Distributed Capacitance of Planer Electrodes in Optic and Acoustic Surface Wave Devices”, IEEE J. Quantum Electron., **QE-13**, 4, pp. 152-158 (1977).
- (4) 例えば, F. Auracher and R. Keil, “Design Considerations and Performance of Mach-Zender Waveguide Modulators”, Wave Electron., **4** pp. 129-140 (1980).
- (5) 例えば, V. Ramaswamy, M. D. Divino and R. D. Standley, “Balanced Bridge Modulator Switch Using Ti-Diffused LiNbO₃ Strip Waveguides”, Appl. Phys. Lett., **32**, 10, pp. 644-646 (1978).
- (6) 井筒, 末田, “広帯域導波形光強度調素子”, 信学論(C), **J64-C** 4, pp. 264-271 (1981).
- (7) A. Neyer and W. Sohler, “High-Speed Cutoff Modulator Using a Ti-Diffused LiNbO₃ Channel Waveguide”, Appl. Phys. Lett., **35**, 3, pp. 56-58 (1979).
- (8) 例えば, M. Papuchon, Y. Combemale, X. Mathieu, D. B. Ostrowsky, L. Reiber, A. M. Roy, B. Sejourne and M. Werner, “Electrically Switched Optical Directional Coupler: Cobra”, Appl. Phys. Lett., **7**, 5, pp. 89-91 (1975).
- (9) D. Marcuse, “Electrooptic Coupling Between TE and TM Modes in Anisotropic Slabs”, IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 9, pp. 759-767 (1975).
- (10) K. Kubota, J. Noda and O. Mikami, “Traveling Wave Optical Modulator Using Directional Coupler LiNbO₃ Waveguide”, IEEE J. Quantum Electron., **QE-16**, 7, pp. 754-760 (1980).
- (11) H. Kogelnic and R. V. Schmidt, “Switched Directional Couplers with Alternating 4β ”, IEEE J. Quantum Electron., **QE-12**, 7, pp. 396-401 (1976).
- (12) Y. K. Lee and S. Wang, “Electrooptic Guided-to-Unguided Mode Converter”, IEEE J. Quantum Electron., **QE-12**, 5, pp. 73-81 (1976).
- (13) Y. Okamura, S. Yamamoto and T. Makimoto, “Electro-Optic Guided-to-

Radiation Mode Conversion in Cu-Diffused LiTaO₃ Waveguide with Periodic Electrodes", Appl. Phys. Lett., **32**, 3, pp. 161-163 (1978).

- (14) K. Yamanouchi, M. Yasumoto and K. Shibayama, "Optical Switching Device Using Leaky Surface Wave", IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 11, pp. 863-865 (1978).
- (15) K. Yamanouchi, T. Kamiya and K. Shibayama, "New Leaky Surface Waves in Anisotropic Metal-Diffused Optical Waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory Techn., **MTT-6**, 4, pp. 298-305 (1978).

第2章 薄膜導波路型変調器の解析

2.1 序

導波路をあるモードで伝搬している光を強度変調する場合、導波路自体に損失を考慮しない限り、導波光の電力を変調信号に応じて他のモードに移行させる必要がある。変調器の種類は、第1章では強度変調を得る機構により分類したが、光が移行する先のモードの数が1個であるか多数個であるかに着目すれば大きく2つに分けることができよう。前者の場合は導波-導波モード結合型と呼ぶことができる。後者において、漏洩先のモード数が極めて多いか無限個の場合、導波-放射モード結合型と呼び得る。モード結合を起こすためには、結合モード間で位相整合を取ることが重要であるが、この容易性に関して両方式の間には大きな違いがある。導波-導波モード結合型では2つの離散的なモード間で位相整合を取らねばならないため、導波路の各パラメータを厳密に設定する必要がある。一方、導波-放射モード結合型は、放射モードの伝搬定数が連続的に分布しているため、位相整合ははるかに容易に行なえる。例えば、Z cut 異方性結晶で構成される薄膜導波路では、基板の異方性により導波モードと、それに直交偏波を持つ放射モードの伝搬定数存在領域に重なりが生ずる。ここで正結晶 ($n_o < n_e$) を基板に用いた場合を考えると、TE 導波モードとTM 放射モードの規格化伝搬定数(実効屈折率) β/k_0 存在領域が $n_o \leq \beta/k_0 \leq n_e$ の領域で重なるため、導波モードの伝搬定数がこの範囲にありさえすれば位相整合は自動的に取れる。従って変調器製作時の精度要求は導波-導波モード結合型と比べてはるかに緩やかである。

導波-放射モード結合型の変調器は Marcuse により提案され、金属拡散 LiNbO_3 , LiTaO_3 導波路をモデルとして解析が行なわれた⁽¹⁾。この方式は前述のように製作精度が緩やかである事、放射モードに漏洩した光電力は基板中に放射され、導波モードと空間的に分離するため、モードフィルター等の付加素子なしで強度変調が行なえる事、などの利点を有するが、変調効率は非常に低かった。これは両結合モードの界分布の重なりが悪い、つまり界の位相が空間的に揃っておらず結合が弱いためである。そこで変調効率を高めるため、これまでいくつかの方法が試みられているが、いずれも十分な改善は得られていない。

一方、解析に関しても結合モード方程式が複雑な連立微積分方程式となるため、厳密な解析的取り扱いが不可能で、比較的粗い近似解法が主に用いられており、より厳密化することが望まれていた。

本章では、まず第2節で、導波-放射モード結合の新たな厳密解析法として、導波路基板

層の厚さを有限と考えることにより放射モードの量子化を行ない、「導波-放射モード結合」を「導波-多数個の導波モード結合」として記述する方法について述べる。つぎに第3節で、変調効率が近似的に両結合モード界分布の重なり積分の二乗に比例することに着目して、導波路を適当な屈折率を持つ薄膜と基板を組み合わせたヘテロ構造とし、界分布の形状を制御することにより、大幅な変調効率の改善が達成できることを示す。

さて、以上の解析ではZ cut 結晶を基板に用いており、変調電界を加えない状態では導波光が減衰を受けない通常の導波-放射モード結合型変調器を扱ってきた。しかし実際に製作する変調器では、結晶の方位決定や切断時の誤差により、結晶軸方向にはZ cut 方向からのずれが存在するものと思われる。また、結晶軸を特定の方向に配置し、軸ずれを利用して変調効率を向上させる試みもある⁽²⁾。そこで第4節ではLongitudinal, Equatorial, Polarの結晶軸配置を取り上げ、結晶軸ずれが変調特性に及ぼす効果を調べる。ここでLongitudinal, Equatorialは主にZ cut 方向からのわずかな軸ずれを想定したもので、Polarは軸ずれ構造導波-放射モード結合型変調器の高効率化を図ったものである。

2.2 異方性薄膜導波路における導波-放射モード結合

電気光学効果を用いた導波-放射モード結合光変調器について、まず、基板の厚さを無限大とした通常の3層構造導波系の場合について簡単に説明する。次に、基板の厚さを考慮した4層構造導波系における解析法について述べ、数値計算例を示す。

2.2.1 導波-放射モード結合光変調

解析の対象とする構造および座標系を図2.1に示す。これは上層部(空気)、薄膜、基板より成る3層の導波路で、各層を添字 c, f, s で区別する。薄膜は等方性または一軸異方性結晶、基板は一軸異方性結晶であり、常光屈折率、異常光屈折率を各々 $n_{of}, n_{ef}; n_{os}, n_{es}$ とする。又、構造は y 方向に一様で、光の伝搬方向を

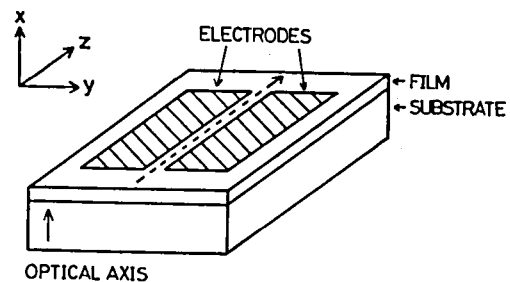


図 2.1 変調器の構造と座標系

z 方向とし、結晶の光学軸(c 軸)は x 方向を向くものとする。この導波路の固有モードはTE, TMの直交モード群に分離し、基板厚さを無限大と仮定すると、各々は連続な伝搬定数を持つ放射モードと、離散的な伝搬定数を持つ導波モードより成る。TE モードは常光屈折率、TMモードは異常光屈折率を感じるため、基板に正の異方性結晶($n_{os} < n_{es}$)を用いた場

合、各固有モードの規格化伝搬定数 β/k_0 の存在領域は図 2.2 のように表される。

TE 導波モードの存在可能領域は $n_{os} \leq \beta/k_0 \leq n_{of}$ であるから、基板の異方性により $n_{os} \leq \beta/k_0 \leq n_{es}$ の範

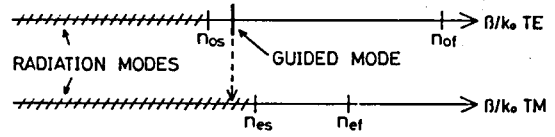


図 2.2 規格化伝搬定数 β/k_0 と各屈折率との関係

囲が TM 放射モード存在領域と重なっている。これと相補的な関係になるのが負の異方性結晶を基板に用いた場合で、TM 導波モードと TE 放射モードの存在領域が重なることになる。

電気光学効果を示す異方性結晶としては、LiTaO₃（正結晶）、LiNbO₃（負結晶）等があるが、本論文では LiNbO₃ より屈折率の低い LiTaO₃ を基板に用いることを念頭において、基板の異方性を正に選ぶこととする。この場合、適当に膜厚を選ぶことにより、TE 導波モードと TM 放射モードが縮退する。更に薄膜、基板の少なくとも一方が電気光学定数 $r_{51} = r_{42}$ を持つ結晶であれば、図 2.1 に示されるような電極を用いて y 方向の外部電界 E_m を加えると、電気光学結晶の比誘電率テンソルに非対角成分

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = n_o^2 n_e^2 r_{51} E_m \quad (2.1)$$

が生じ、互いに独立であった TE 導波モードと TM 放射モードが結合する。[†]つまり外部電界を加えない状態では減衰せずに伝搬した TE 導波モードは、外部電界を印加した場合、TM 放射モードと結合し、電力を基板中へ放射して減衰する。従って、外部電界により導波モードと放射モードの結合を制御し、出力光の強度変調を行うことができる。

この現象は、物理的には次のように説明することができる。導波路に外部電界を加えると、結晶の電気光学効果により光学軸が傾く。厳密には二軸異方性結晶へと変化するわけであるが、この構造では光学軸が $x-y$ 面内でわずかに傾くこととほぼ等価である⁽³⁾ (2.4.1 参照)。

† ここでは、電気光学定数のうち、 $r_{51} = r_{42}$ 成分のみを考慮して議論を進めているが、実際の結晶では $r_{22} = -r_{61} = -r_{12}$ の成分を持つものもある。この場合、 y 方向電界により比誘電率テンソルに $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx}$ のほか $\epsilon_{yz} = \epsilon_{zy}$ の非対角成分も生じ、この項によっても TE-TM モード結合が生じる。しかしながら 2.4.1 項の式 (2.27) で明らかのように、 ϵ_{xy} は TE の y 方向電界と TM の x 方向電界を通じて結合を起こすのに対し ϵ_{yz} は TE の y 方向電界と TM の z 方向電界を通じて結合を起こす。通常の光導波路では TM の z 方向電界は x 方向電界に比べて充分小さい (1桁～2桁程度小さい) ため、TE-TM モード結合において、 ϵ_{yz} の寄与は ϵ_{xy} の寄与に比べて無視できる。従って r_{22} 成分を持つ結晶においても r_{51} 成分のみを考慮すればよい。

その結果、TE 導波モードはTM 成分をも持つようになる。さて、導波モードは導波路中を薄膜-基板、薄膜-空気の両境界面で全反射を繰返しながら伝搬するものと考えられるが、今の場合伝搬定数は $n_{es}k_0$ より小さいため、TM 成分の薄膜-基板での全反射条件が満足されなくなる。つまり、導波モードが薄膜-基板境界面に入射した際、TE 成分は全反射するがTM 成分は基板中へ透過してしまう。そのため導波モードは薄膜-基板境界面で反射するたびに電力の一部を基板中へ放射し、減衰するわけである。

外部変調電界印加時の TE 導波モードの電力 $G(z)$ は、結合モード方程式†^{(4),(5)}

$$\begin{cases} \frac{dg}{dz} = -j\beta_g g - j\int C r d\rho \\ \frac{dr}{dz} = -jC^* g - j\beta_\rho r \end{cases} \quad (2.2)$$

但し、

$$C = \frac{\omega\epsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^0 \epsilon_{yx} E_y^{(TE)*} E_x^{(TM)} dx \quad (2.3)$$

を、初期条件

$$\begin{aligned} G(0) &= |g(0)|^2 = G_0 \\ R(0) &= |r(0)|^2 = 0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

の下で解くことにより求められる。ここで、 g 、 β_g および r 、 β_ρ は TE 導波モードおよび TM 放射モードの複素振幅と伝搬定数、 ρ は TM 放射モードの基板層での x 方向（深さ方向）位相定数、 $E_y^{(TE)}$ 、 $E_x^{(TM)}$ は各モード電界の y 、 x 成分、 G_0 は変調器入力端における TE 導波モードの電力であり、 $R(z) = |r|^2$ は TM 放射モードの電力である。又、式(2.3)中の ω 、 P は角周波数および固有モードの伝送電力を規格化する際に用いた定数である。

上記の連立微積分方程式を厳密に解析的に解くことは不可能であり、いくつかの近似解法が示されている⁽¹⁾⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾。附録Bには比較的近似の程度が良い解法を示しておく。これらの中で最も近似は粗いが、物理的に理解し易い結果の得られる Marcuse, Taylor らの行なった解法を用いれば、導波モードの電力 $G(z)$ は

$$G(z) = |g|^2 = G_0 e^{-2\alpha z} \quad (2.5)$$

但し、

$$2\alpha = 2\pi \frac{n_{os}^2}{n_{es}^2} |C|^2 \frac{\beta_g}{\rho} \quad (2.6)$$

と求まる。上式より導波モードの電力は伝搬するに従って指数関数的に減少し、単位長当

† $g = \tilde{g} e^{-j\beta_g z}$, $r = \tilde{r} e^{-j\beta_\rho z}$, $d\rho = \sigma_\beta d\beta$ とおけば、文献(5)の式(59)と同じ形になる。

りの変調度（消光比）は $\alpha [N_p]$ である。又、 α は結合係数 C の二乗に比例し、 C は式（2.3）より両結合モード界分布の重なり積分となっている。従って、高い変調効率（単位長当りの変調度）を得るためには、導波モードと放射モードの界分布はできるだけ大きく重なるようにすることが望ましい。

このように、式（2.5）、（2.6）では変調効率 α が閉じた形で求まっているので、物理的考察には便利であるが、近似解法の故、特に変調効率が高い場合には以下に示すように誤差が増し、定量的検討には何らかの厳密な解析が必要となる。

2.2.2 基板厚さを考慮した解析

前項では基板の厚さを無限大と仮定した。しかし、実際の素子では、例えば 1 mm 程度の厚さを有するものと思われる。そこでこの項では、基板の厚さが有限である 4 層構造導波系を考え解析を行う。ここで最下層の比誘電率テンソル ϵ_b は、簡単のため、等方性であるか、又は

$$\epsilon_b = \text{diag} [n_{xb}^2, n_{yb}^2, n_{zb}^2] \quad (2.7)$$

と対角化されており、薄膜、基板より小さい値を持つものとする。このような構造を考えることにより、3 層構造における TE, TM 放射モードのうち、伝搬定数が $n_{yb}k_0, n_{xb}k_0$ 以上のものが量子化され、導波モードとなる。従来の導波モードは、薄膜中のみで導波的（3 角関数的界分布）で、それ以外の領域ではカットオフ的（指数関数的界分布）となるのに対し、この新たな導波モードは、薄膜および基板中で導波的、それ以外はカットオフ的である。そこで両者を区別するために、従来のものを薄膜導波モード、新たなモードを薄膜－基板導波モードと呼ぶことにする。図 2.3 は 4 層構造導波系における各固有モードの存在領域を示したものである。

図 2.3 より明らかなように、3 層構造における導波モードと放射モードの結合は、4 層構造では薄膜導波モードと多数個の薄膜－基

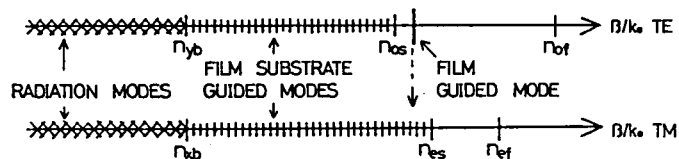


図 2.3 4 層構造導波系における規格化伝搬定数 β/k_0 と各屈折率の関係

板導波モードの結合として表される。外部変調電界を印加したときに、TE 薄膜導波モードと結合するモードとして、 n 個の TM 薄膜－基板導波モードを考える。TE 導波モードの複素振幅を g , TM モードのそれを $r_1 \sim r_n$ とすると、結合モード方程式は次のように表せる。

$$\begin{cases} \frac{dg}{dz} = j\beta_g g - j \sum_{i=1}^n C_{0i} r_i \\ \frac{dr_i}{dz} = -jC_{0i}^* g - j\beta_i r_i \end{cases} \quad (2.8)$$

但し,

$$C_{0i} = \frac{\omega \varepsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^0 \varepsilon_{yx} E_y^{(\text{TE}_0)*} E_x^{(\text{TM}_i)} dx \quad (2.9)$$

ここで β_g は TE 薄膜導波モードの、 $\beta_i (i = 1, \dots, n)$ は TM 薄膜-基板導波モードの伝搬定数である。

式 (2.8) は、放射モードに対する結合モード方程式 (2.2) を離散化した、すなわち、積分 $\int dp$ を総和 \sum_i に置き換えたものになっている。しかし、結合係数 C_{0i} を求めるため、界分布として 4 層構造のもの⁽³⁾を新たに求める必要がある。このようにすると、以下に述べるように計算機による厳密解法が容易になる。すなわち式 (2.8) は

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} g \\ r_1 \\ \vdots \\ r_n \end{bmatrix} = -j \begin{bmatrix} \beta_g & C_{01} & \dots & C_{0n} \\ C_{01}^* & \beta_1 & & 0 \\ \vdots & & & \\ C_{0n}^* & 0 & & \beta_n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g \\ r_1 \\ \vdots \\ r_n \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

のように行列表示でただ 1 つの式にまとめることができる。つまり、複雑な微積分方程式 (2.2) は、有限の基板厚さを考えることにより、行列方程式 (2.10) で固有値、固有ベクトルを求める問題に帰着した。

式 (2.9) の一般解は、結合行列 C

$$C = \begin{bmatrix} \beta_g & C_{01} & \dots \\ C_{01}^* & \beta_1 & \dots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

の固有値を λ_i 、それに対応する固有ベクトルを $[e_{0i}, e_{1i}, \dots, e_{ni}]^T$ とすれば、

$$\begin{bmatrix} g(z) \\ r_1(z) \\ \vdots \\ r_n(z) \end{bmatrix} = \sum_{i=0}^n b_i \begin{bmatrix} e_{0i} \\ e_{1i} \\ \vdots \\ e_{ni} \end{bmatrix} e^{-j\lambda_i z} \quad (2.12)$$

と表わせる。重み係数 b_i は初期条件により定まり、変調器に入射した TE 導波モードの電力を 1 とすれば

$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_{00} & e_{01} & \dots & e_{0n} \\ e_{10} & \dots & & e_{1n} \\ \vdots & & & \vdots \\ e_{n0} & \dots & & e_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

が成り立つ。さて、問題にしている構造は無損失受動的モード結合系であるから、結合行列 C はエルミート行列となる。従って固有ベクトルのノルムを 1 に正規化すれば、固有ベクトル

ルから成る行列 e はユニタリ行列

$$e^{-1} = e^* \quad (2.14)$$

である。ここで $*$ はエルミート共役を表わす。この関係により、重み係数 b_i は

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e_{00}^* & e_{10}^* & \cdots & e_{n0}^* \\ e_{01}^* & \cdots & & e_{n1}^* \\ \vdots & & & \vdots \\ e_{n0}^* & \cdots & & e_{nn}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

と定まる。式 (2.12), (2.15) より、各モードの振幅は次式のように求まる。

$$\begin{bmatrix} g(z) \\ r_1(z) \\ \vdots \\ r_n(z) \end{bmatrix} = \sum_{i=0}^n e_{0i}^* \begin{bmatrix} e_{0i} \\ e_{1i} \\ \vdots \\ e_{ni} \end{bmatrix} e^{-j\lambda_i z} \quad (2.16)$$

特に TE 導波モードの電力は

$$|g(z)|^2 = \left| \sum_{i=0}^n |e_{0i}|^2 e^{-j\lambda_i z} \right|^2 \quad (2.17)$$

と表わせる。

2.2.3 数値計算例

LiNbO₃ と LiTaO₃ は附録 A に示される屈折率を持ち、現在最も盛んに研究されている電気光学結晶である。更に、両結晶の格子定数はほぼ等しいので、LiTaO₃ を基板とし、LiNbO₃ を薄膜とするヘテロ構造光導波路が製作可能である。この節ではこの構造を例にとり、式 (2.17) の数値計算結果について述べる。なお、変調器がガラスなどの台上に保持・固定されることを想定して LiTaO₃ 基板以下の層には屈折率 1.5 の等方性媒質を考えた。また変調電界 E_m は指数関数

$$E_m = E_0 \exp(x/D) \quad (D = a/0.8, \quad a: \text{電極間隔}) \quad (2.18)$$

によって近似し、 $E_0 = 3\text{V}/\mu\text{m}$ とした (附録 C 参照)、 D は変調電界の基板へのしみ込み度を示すパラメータである。

TE 薄膜導波モードとして基本最低次 TE₀ のみが伝搬する場合を考え、結合する TM 薄膜-基板導波モードは TE₀ の伝搬定数に最も近い伝搬定数を持つものを中心に 1, 10, 100 個とり、計算を行った。 $D/\lambda = 10$ ($\lambda = 0.6328\mu\text{m}$)、LiNbO₃ の膜厚を $0.2\mu\text{m}$ に定め、LiTaO₃ 基板の厚さを 0.1mm , 0.3mm , 1.0mm と変え、変調電界印加時の TE 薄膜導波モードの電力を伝搬距離に対して描いたものが図 2.4 (a), (b), (c) である。

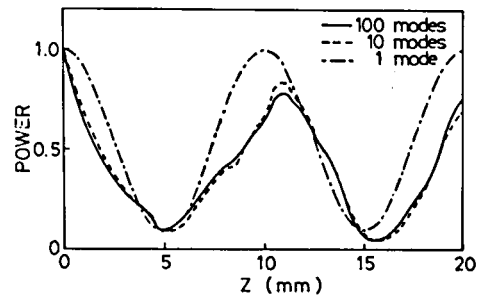
いずれの場合にも多モード結合の効果が現れているが、LiTaO₃ 基板の厚さが 0.1mm では、

各TM薄膜-基板導波モードの伝搬定数間隔が広いので、TE₀薄膜導波モードと、それに最も近い伝搬定数を持つ一つのTM薄膜-基板導波モードとの結合が支配的であり、TE₀薄膜導波モードの電力はほぼ三角関数的な変化を示す。しかし、LiTaO₃基板の厚さが0.3 mm、1.0 mmでは、TM薄膜-基板導波モードの伝搬定数間隔が狭くなるため多くのモードが結合し、電力は指数関数的に減少する。

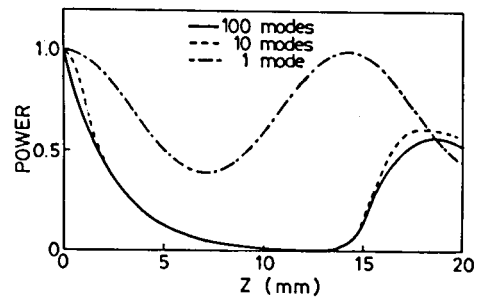
ここで図2.4 (b)では、伝搬距離が14 mm付近から急激な電力増加が見られるが、これはTMモードに変換されLiTaO₃基板中に放射された電力が、LiTaO₃基板の底面で全反射し、再びLiNbO₃層に到達してTEモードに再結合するためである。図2.5にLiTaO₃基板中(厚さ0.3 mm)におけるTM薄膜-基板導波モードの z (伝搬)方向ポインティングベクトル分布を示す。TMモードがLiTaO₃基板中に放射され、最下層との境界面で反射した後、再びLiNbO₃-LiTaO₃の境界面に達する様子がわかる。なお、伝搬距離7 mm以降は、底面で反射した波と底面へ向う波が干渉し、激しく振動している。図2.5では、TMモードが薄膜-基板境界面より放射される角度 ϕ は約2.5°であり

$\cos \phi = \beta / n_{es} k_0$, $\beta / k_0 = 2.179$ (2.19) より計算される理論的予想値 $\phi = 2.49^\circ$ に一致している。

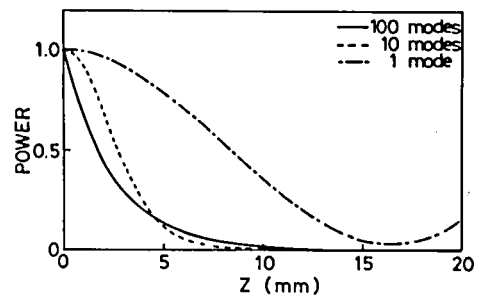
このような“放射”TMモードとの再結合はLiTaO₃が0.3 mm厚のとき、14 mm程度という短い伝搬距離で起こるため、実際に変調器



(a)



(b)



(c)

図2.4 TE₀導波モード電力の伝搬距離に対する変化

LiNbO₃薄膜の厚さはいずれも0.2 μm

LiTaO₃基板の厚さ (a) 0.1 mm

(b) 0.3 mm (c) 1.0 mm

を製作する際にはLiTaO₃底面で光を吸収させるなどの工夫が必要となる。

さて、LiTaO₃基板の厚さがある程度以上あれば、変調電界印加によりTE薄膜導波モードの電力は指数関数的に減少することが分かった。そこで、この変化を最小二乗法により指数関数へ近似して変調効率を定める。図2.6はLiNbO₃の膜厚に対し変調効率を計算したものであり、LiTaO₃基板の厚さは0.5 mm、結合するTM薄膜-基板導波モードの数を、TE₀薄膜導波モードを中心に100個としている。図中の破線は、3層構造における近似解、式(2.6)による結果である。この図により、LiNbO₃の膜厚0.2 μmにおいて、最大17.9 dB/cm ($D/\lambda = 10$), 23.6 dB/cm ($D/\lambda = 100$)の変調効率を得られる。又、近似解、式(2.6)は、厳密解と考えられる4層構造解析解と比べて常に低い値を与えるが、そのずれは5%以内であり、この程度の変調効率では有効であることが分かる。

2.3 導波-放射モード結合型光変調器の高効率化

前節での計算により、LiNbO₃-LiTaO₃構造では、最大23.6 dB/cm ($D/\lambda = 100$)の変調効率を得られた。

一方、従来のLiTaO₃金属拡散導波路構造では0.2 dB/cm ($D/\lambda = 100$)

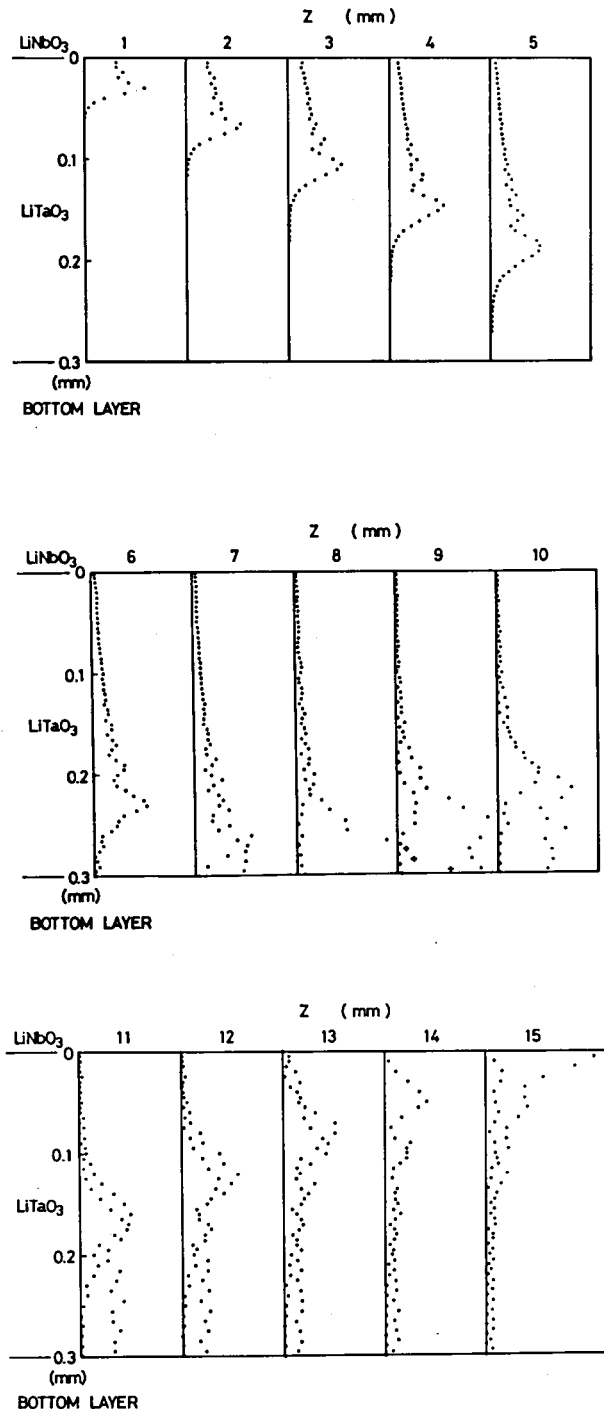


図2.5 LiTaO₃基板層におけるTMモード z (伝搬)方向ポインティングベクトルの分布

という低い値である⁽¹⁾。このように、薄膜を金属拡散層からLiNbO₃層に変えることで大幅に変調効率が向上する理由は、導波、放射両結合モード界分布の形状が変化し、式(2.3)に示される界分布重なり積分の値が増加するからである。そこで、この節では導波路の材料を選び、界分布の形状を制御することにより変調効率の改善を計ることを検討する。

2.3.1 変調効率の薄膜材料に対する変化

基板層において、TE₀導波モードの界は膜厚方向に指数関数的に、TM放射モード(4層構造の場合はTM薄膜-基板導波モード)の界は三角関数的に変化する。従って、基板層での界分布の重なりが大きくなるためには、TEモードの x 方向(横方向)減衰定数、TMモードの x 方向位相定数共に小さく、界の変化が緩やかであることが必要である。このため基板には弱い異方性を持つ結晶が適しており、この節でもLiTaO₃を用いる。

薄膜の屈折率を変え、界分布の形状を調べると、常光屈折率を感じるTE₀導波モードはほぼ一定で、一つの山形をしているが、異常光屈折率を感じるTM放射モードは大きく変化する(図2.9参照)。

そこで $n_{of} = 2.20, 2.25$, 2.30において n_{ef} を変え、TE₀導波モードに対する最大変調効率を計算すると図2.7を得る。等方性薄膜の場合も破線で示した。但し、 $D/\lambda = 100$ とし、薄膜は電気光学効果を示さないものとしてある。計算には4層構造解析による式(2.17)を用い、LiTaO₃基板の厚さを0.3 mm、結合するTMモードを100個としている。式(2.17)を用いた理由は、変調効率が高くなると、LiNbO₃-LiTaO₃構造では有効であった式(2.6)の近似解が大きな誤差を生ずるからである。図2.8に等方性薄膜構造について式(2.6)の近似解と、式(2.17)の厳密解との比較を示す。近似解は変調効率が50 dB/cm以下では厳密解

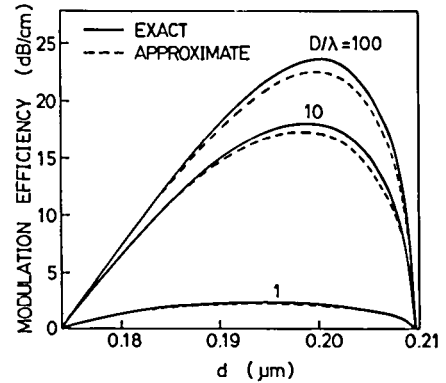


図2.6 LiNbO₃薄膜の厚さ d に対する変調効率。 D は変調電界のしみ込み度を表わす変数〔式(2.18)参照〕

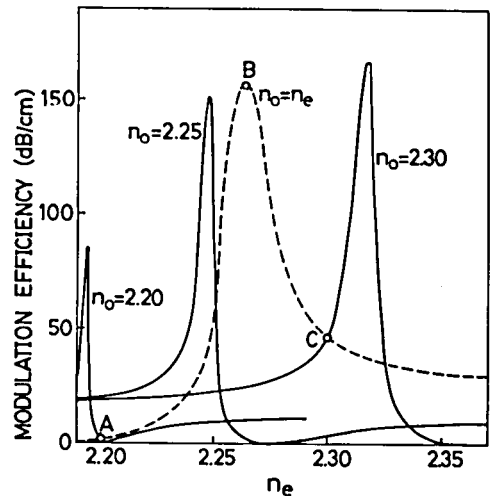


図2.7 LiTaO₃を基板とし、薄膜の屈折率を変えた場合の変調効率。各点で膜厚は最大変調効率を与える値に定められている。

と良く一致しているが、それ以上では誤差が増加し、特に最大値付近では著しく異なる。なお、変調効率が上がるにつれ、伝搬距離に対するTE₀導波モードの電力は、指数関数的な減少に加えて振動的な変化も示すようになる。そのため変調効率は、伝搬距離2mmまでにおいて、最初の単調減少区間を最小二乗法を用いて指数関数で近似することにより定めた。このようなTE₀導波モードの振舞については、次の

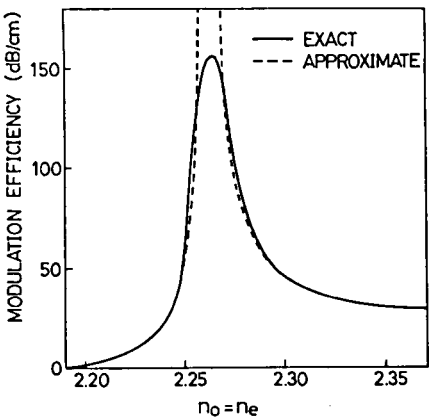
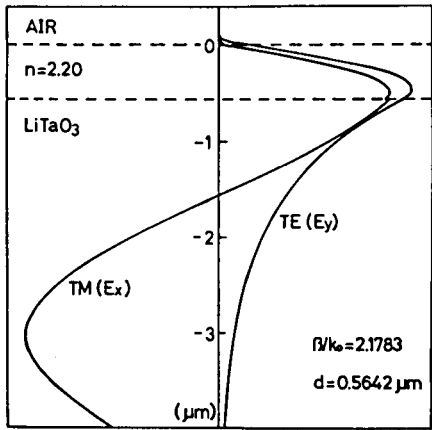
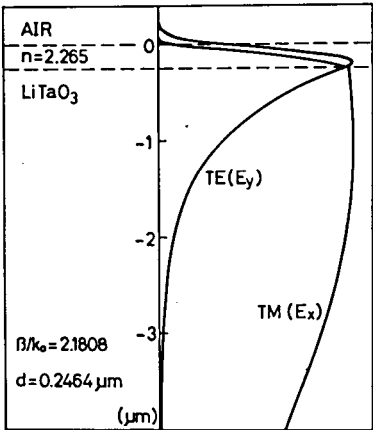


図 2.8 厳密解，式(2.17)実線と，近似解，式(2.6)破線との比較 (等方性薄膜の場合) 項で具体例において検討する。

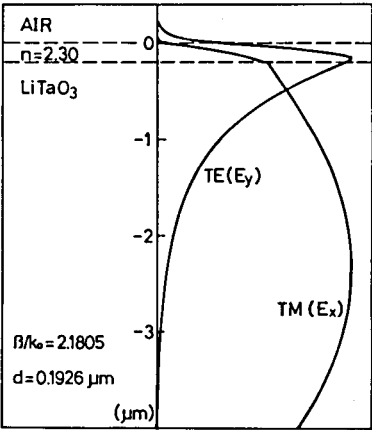
図 2.7 により、薄膜材料として $n_o = n_e = 2.265$ を境に、屈折率がそれ以下の場合には弱い負の異方性結晶、それ以上では弱い正の異方性結晶を用いることにより最大の変調効率が得られることが分かる。この理由は、両結合モードの界分布を調べることにより理解



(a)



(b)



(c)

図 2.9 TE 導波モードと TM 放射モードの電界分布 (a), (b), (c) は図 2.7 中の各点 A, B, C と対応

できる。図 2.7 中の点 A, B, C における電界分布を、図 2.9 (a), (b), (c) に示す。

等方性薄膜の場合、薄膜層における TE_0 導波モードと、それと縮退している TM 放射モードの界分布を比べれば、 x 方向（深さ方向）位相定数は等しく、位相が TM 波は TE 波より一定量遅れている。つまり、TM 放射モードの界の腹（振幅最大点）が薄膜中に存在するとすれば、 TE_0 導波モードの腹より一定位相差だけ基板側にある。さて、導波モードの薄膜中への閉じ込め度は、膜厚を一定とした場合、一般に薄膜の屈折率が高い程強い。一方、導波-放射モード結合型光変調器では、導波モードの伝搬定数は $n_{os}k_0$ と $n_{es}k_0$ の間にある必要がある（図 2.2 参照）。従って薄膜の屈折率を高くすると、導波モードの伝搬定数を $n_{es}k_0$ 以下に設定するために膜を薄くすることが必要となるので、導波モードは相対的にカットオフ側に近づき、薄膜中への閉じ込めは弱くなる。 A 点（図 2.9 (a)）のように薄膜の屈折率が低く、 TE_0 導波モードが十分薄膜中に閉じ込められている状態では、 TE_0 導波モードはもちろん、TM 放射モードも界分布の腹が薄膜中に存在する。その結果、基板の浅い所で TM 放射モードの界の符号が反転し、界分布重なり積分の打ち消しが生じるため変調効率は低い。薄膜の屈折率を高くしていくと、導波モードの閉じ込め度が弱くなり、両モードの腹は基板側へ移動する。適当な屈折率（ B 点； $n = 2.265$ ）において TM 放射モードの腹は薄膜中から基板中へ移り、薄膜-基板境界面近くに存在する（図 2.9 (b)）。その結果、界分布重なり積分は大きな値を取り最大の変調効率が得られる。それ以上の屈折率では（ C 点、図 2.9 (c)）、TM 放射モードの腹は境界面から遠ざかるため、変調効率は低下する。従って、薄膜が 2.265 より低い屈折率を持つ場合、弱い負の異方性結晶であれば、薄膜中における TM 放射モードの位相変化が TE_0 導波モードより少なくなり、界分布が図 2.9 (a) のような形状から図 2.9 (b) のような形状へと改善され、最大の変調効率が得られる。逆に 2.265 より高い屈折率では、弱い正の異方性結晶を用いることにより、TM 放射モードの位相変化が TE_0 導波モードより増え、図 2.9 (b) のような界分布とすることができるため、変調効率が最大となる。

さて図 2.7 より、薄膜の屈折率が高い程変調効率の最大値は大きくなっている。これは、変調効率最大の条件の下では、屈折率が高くなるに従い TE_0 導波モードがカットオフに近づき、電気光学媒質である基板中への界のしみ出しが増加するためである。ところで実際の導波路においては、薄膜の両境界面は完全な平面ではなく、不整が存在する。それによる導波光の散乱損は、導波モードがカットオフに近づく程増加することが知られている⁽⁸⁾。散乱損により変調度そのものは低下しないが、変調器のそう入損となるため、この点からは薄膜の屈折率は低い方が望ましい。

2.3.2 高変調効率が得られる具体例

(1) Nb_2O_5 薄膜 - LiTaO_3 基板構造

図 2.7 より、等方性薄膜の場合は、 $n = 2.265$ において最大変調効率が得られる。このような屈折率を持つ物質の一例として、 Nb_2O_5 をあげることができる。 Nb_2O_5 薄膜は、反応性スパッタリング法で作成することにより、屈折率を 2.21 ~ 2.28 の間に調整できることが報告されている⁽⁹⁾。

図 2.10 は Nb_2O_5 薄膜 ($n = 2.265$) - LiTaO_3 基板構造において、 Nb_2O_5 の膜厚に対し TE_0 導波モードの変調効率を計算したものである。計算に用いた式、条件は前項と同じである。これより Nb_2O_5 の膜厚 $0.2464 \mu\text{m}$ において、最大 155 dB/cm の変調効率が得られることが分かる。図 2.11 は伝搬距離に対する TE_0 導波モードの電力を dB 単位で描いたもので、 A, B, C は図 2.10 中の各点に対応しており、それぞれの膜厚は $0.24 \mu\text{m}$, $0.245 \mu\text{m}$, $0.2464 \mu\text{m}$ である。膜厚 $0.24 \mu\text{m}$ (A) では、 TE_0 導波モードの電力はほとんど指数関数的に減少している。しかし、膜厚が増加するに従って電力変化に振動が現れ、もはや単調減少しなくなり (B)、膜厚 $0.2464 \mu\text{m}$ では最初急激に減少するがすぐ増加し、ほぼ一定値を保つ。この膜厚における TE_0 導波モードの伝搬定数は、 TM 放射モード存在領域の上限 $n_{es} k_0$ に近い。

膜厚を増すにつれ、つまり TE_0 導波モードの伝搬定数が $n_{es} k_0$ に近づくにつれ、変調効率が増加する理由は、基板層における TM 放射モードの界の変化が緩やかになり、導波、放射モード界分布の重なりが大きくなるからである。又、導波モードの電力変化に振動が現れる現象は、 TM 放射モードが伝搬定数 $n_{es} k_0$ 以下にしか存在せず、 TE_0 導波モードの伝搬定数が $n_{es} k_0$ に近づいた場合、結合する TM 放射モード

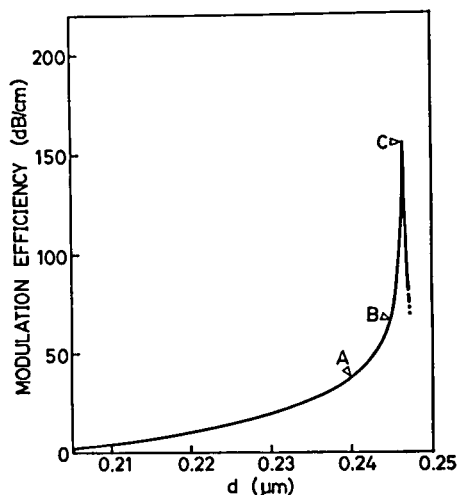


図 2.10 Nb_2O_5 薄膜の厚さ d に対する変調効率

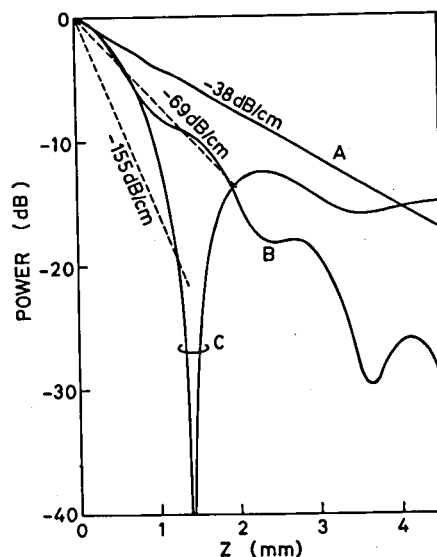


図 2.11 TE_0 導波モード電力の伝搬距離に対する変化。A, B, C は図 2.10 中の各点 A, B, C と対応。

の伝搬定数分布が著しく狭くなることに起因すると思われる。同様の現象は、 LiNbO_3 、X カット金属拡散導波路の軸ずれ伝搬による導波-放射モード結合でも報告されている⁽⁶⁾。

(2) $\text{Li}(\text{Nb}_{0.1}, \text{Ta}_{0.9})\text{O}_3$ 薄膜-LiTaO₃ 基板構造

導波路膜面の不整による導波モード散乱損の点からは、薄膜の屈折率は低い方が望ましい。そこで LiTaO_3 上に、2.265より低い屈折率を持つ異方性結晶として $\text{Li}(\text{Nb}_m, \text{Ta}_{1-m})\text{O}_3$ 固溶体を考える⁽¹⁰⁾。mに比例して屈折率が変化すると仮定し、 $m = 0.1$ とする。このとき $n_o = 2.1872$, $n_e = 2.1836$ となり、弱い負の異方性を持つ。

図 2.12 は膜厚に対し変調効率を計算したものである。 Nb_2O_5 - LiTaO_3 構造と比べて今回は薄膜も電気光学効果を示すので ($r_{51} = 20.8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ とした), 変調効率は全般的に高くなる。又, 薄膜の屈折率が低いので, 変調効率の膜厚依存性も非常に弱い。この構造における界分布の一例を図 2.13 に示す。 TE_0 導波モードは薄膜中に十分閉じこめられており, 薄膜境界面の不整による散乱には強いと思われるが, 一方, 薄膜が電気光学効果を示さないとした場合には, 最大変調効率は 25 dB/cm まで低下する。そのため実際の製作に当っては, 薄膜の分極処理が必要である。

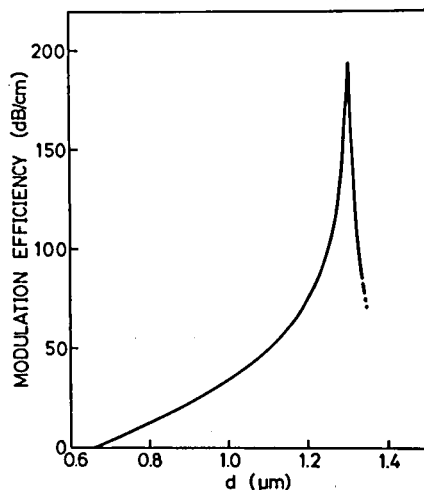


図 2.12 $\text{Li}(\text{Nb}_{0.1}, \text{Ta}_{0.9})\text{O}_3$ 薄膜の厚さ d に対する変調効率

2.4 結晶軸ずれの効果

ここまでの解析では、光学軸(c 軸)が導波路表面と垂直方向を向いている Zcut 構造を考え、変調電界によって誘電率テンソルに非対角成分を発生させモード結合を起こしていた。一方、非対角成分は結晶軸の回転(ずれ)によっても発生し、その大きさは軸ずれの度合い、方向、異方性の強さにもよるが、電気光学効果で発生するものと比べて一般にはるかに大きい。例えば LiTaO_3 の場合には、伝搬方向に垂直な面内での数度の軸ずれが、電気光学効果

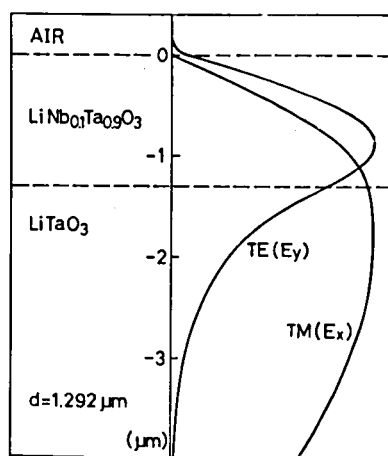


図 2.13 $\text{Li}(\text{Nb}_{0.1}, \text{Ta}_{0.9})\text{O}_3$ - LiTaO_3 構造における電界分布

と同等の非対角成分を与える。実際に変調器を製作する際には、結晶材料の方位決定、切断時の誤差により結晶軸が所定の方角からずれる事が考えられるため、結晶軸ずれが変調特性に及ぼす効果について事前に検討しておく必要がある。また、結晶軸ずれを積極的に利用して、変調効率の高い変調器を製作する試みもある⁽²⁾。そこでこの節では、Z cut構造から光学軸（c 軸）が伝搬方向と垂直面内でずれた構造（Longitudinal 配置）、伝搬方向にずれた構造（Equatorial 配置）、および上述の軸ずれ構造変調である光学軸（c 軸）が導波路面内にある構造（Polar 配置）を取り上げ考察する。

2.4.1 Longitudinal 配置

2.3.2 で高効率変調を行なえることが明らかとなったLiTaO₃ 基板-Nb₂O₅ 薄膜（等方性、 $n = 2.265$ ）構造において、LiTaO₃ 基板の光学軸（c 軸）が、図 2.14 に示されるように伝搬方向と垂直面内で θ だけ傾いた場合（Longitudinal 配置と呼ぶ）を考える。この構造に y 方向の変調電界 E_m を加えると、軸ずれ角 θ が小さい場合 LiTaO₃ 基板の比誘電率テンソル ϵ_s は、次のように表わせる。

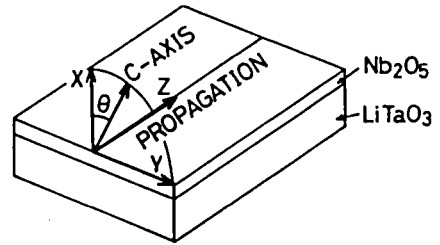


図 2.14 軸ずれ導波路 (Longitudinal 配置)

$$\epsilon_s = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

$$\epsilon_{xx} = n_e^2 - (n_e^4 r_{33} - 2 n_e^2 n_o^2 r_{51}) \cdot \theta E_m \quad (2.21)$$

$$\epsilon_{yy} = n_o^2 - (n_o^4 r_{13} + 2 n_e^2 n_o^2 r_{51}) \theta E_m \quad (2.22)$$

$$\epsilon_{zz} = n_o^2 - n_o^4 r_{13} \theta E_m \quad (2.23)$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = (n_e^2 - n_o^2) \theta - n_e^2 n_o^2 r_{51} E_m \quad (2.24)$$

$$\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = -n_o^4 r_{22} \theta E_m \quad (2.25)$$

$$\epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = n_o^4 r_{22} E_m \quad (2.26)$$

軸ずれと電気光学効果により、非対角成分が出現しているが、これらは対角成分に比べて十分小さいので、対角成分のみから成る導波系（基本系）を考え、その固有モードの結合で軸ずれ構造の電磁界を記述する。このような考え方により、2.3 節とまったく同じ手順で軸ずれ構造での導波モード伝搬減衰量を求めることができる。

非対角成分のうち、基本系 TE - TM モード間の結合に関係するのは $\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx}$, $\epsilon_{yz} =$

ϵ_{zy} であり、式 (2.3) に対応する結合係数は

$$C = \frac{\omega \epsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^{\infty} d \left\{ \epsilon_{xy} E_y^{(TE)*} E_x^{(TM)} + \epsilon_{yz} E_y^{(TE)*} E_z^{(TM)} \right\} dx \quad (2.27)$$

となる。ここで TM モード電界の主成分は E_x であり、 E_z は E_x に比べて十分小さい。従って、上式の第 2 項は第 1 項に比べて無視できる大きさである。これより、上式と式 (2.3) は同一形式で表わされることになる。相違点は ϵ_{xy} に軸ずれ成分が含まれていること、 $E_y^{(TE)}$ 、 $E_x^{(TM)}$ が基本系の固有モード電界であることで、当然ながら軸ずれのない場合、両者は一致する。

数値計算例として、 Nb_2O_5 の膜厚が $0.2416 \mu\text{m}$ の変調器を考える。このとき TE_0 モードの規格化伝搬定数は 2.180 である。 LiTaO_3 基板の光学軸のずれ θ をパラメータにして、変調電界 (2.18) 式の E_0 に対し TE 導波モードの伝搬減衰量を描いたものが図 2.15 である。 E_0 は空気の絶縁破壊電界 $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ 以下とした。実線が軸ずれなし ($\theta = 0$)、点線 $\theta = 0.5^\circ$ 、一点鎖線が $\theta = 3.5^\circ$ である。各曲線は式 (2.6) から予想

されるように E_0 に対しほぼ二乗特性を示す。また、軸ずれ角が増加すると右 (E_0 の高電界側) に平行移動している。これは高々 3.5° 程度の微小な軸ずれでは、基本系の $E_y^{(TE)}$ 、 $E_x^{(TM)}$ は軸ずれのない場合からほとんど変化しないため、式 (2.3) と式 (2.27) の結合係数は、 ϵ_{xy} の値のみ異なっている。一方 ϵ_{xy} は軸ずれによる成分と電気光学効果による成分のたし合わせで表わされるため、軸ずれ角を θ とすることは、軸ずれ角を 0 として、電界を

$$E = \frac{(n_e^2 - n_o^2)\theta}{n_e^2 n_o^2 r_{51}} \quad (2.28)$$

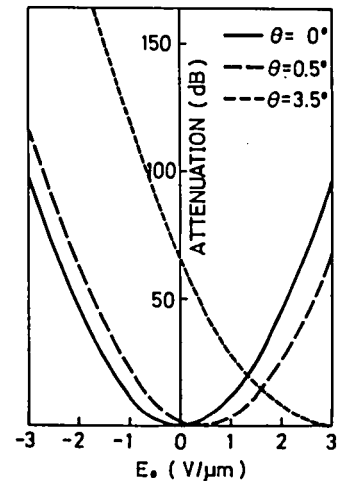


図 2.15 電界強度 E_0 に対する TE_0 導波モードの電力減衰定数。 θ は c 軸の軸ずれ角。

図 2.15 より、軸ずれのない構造で $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ の電界を加えることは、 3.5° 光学軸を傾けることと等価あることがわか

る。また、軸ずれ 3.5° では、変調電界を $-3 \text{ V}/\mu\text{m}$ から $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ まで変化すれば、 150 dB/cm 以上の変調度を得られる。このように、変調に使用する電界強度の範囲が定まれば、その範囲で最大の消光比が得られるように軸ずれを設定することもできる。

2.4.2 Equatorial 配置

前項と同じ構造で、光学軸（c 軸）を伝搬方向に θ だけ傾いた構造（Equatorial 配置と呼ぶ。図 2.16 参照）を考える。 y 方向変調電界 E_m を加えた場合、LiTaO₃ 基板の比誘電率テンソルの各要素は、 θ が小さいとき、次式で表わされる。

$$\epsilon_{xx} = n_e^2 \quad (2.29)$$

$$\epsilon_{yy} = n_o^2 \quad (2.30)$$

$$\epsilon_{zz} = n_o^2 \quad (2.31)$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = -(n_o^2 n_e^2 r_{51} + n_o^4 r_{22} \theta) E_m \quad (2.32)$$

$$\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = (n_e^2 - n_o^2) \theta \quad (2.33)$$

$$\epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = (-n_o^2 n_e^2 r_{51} \theta + n_o^4 r_{22}) E_m \quad (2.34)$$

Longitudinal 配置と同様に、対角要素から成る導波系（基本系）を考え、モード結合理論を適用する。結合係数は Longitudinal 配置と同じ式 (2.27) で表わされ、第 2 項が第 1 項と比べて無視できる事も同様である。

軸ずれが小さい場合、式 (2.29) ~ (2.31) より、基本系は軸ずれのない場合とまったく同一である。また、式 (2.32) の非対角項 ϵ_{xy} は、軸ずれにより第 2 項が出現するが、LiTaO₃ では r_{22} は r_{51} に比べて 1 桁以上小さく、更に微小量 θ が掛かっているため、この項は電気光学効果のみによる第 1 項と比べて無視できる。この結果、結合係数は軸ずれのない場合とまったく同一になり、当然変調特性も変わらない。このように、伝搬方向へのわずかな軸ずれは、変調特性に何ら影響を及ぼさない。

2.4.3 Polar 配置

(1) 軸ずれ導波路の伝搬特性

X cut LiTaO₃ を基板とする導波路を考える。図 2.17 に示すように、LiTaO₃ の光学軸（c 軸）は伝搬方向から θ だけ傾いており、導波路面内に存在する。薄膜層（厚さ d ）は基板よりも屈折率の高い材料で、光学軸は基板と同一方向を向いているものとする。このような軸ずれ導波路では、比誘電率テンソルは

$$\epsilon(i) = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx}(i) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy}(i) & \epsilon_{yz}(i) \\ 0 & \epsilon_{zy}(i) & \epsilon_{zz}(i) \end{bmatrix} \quad i = f \text{ (薄膜)}, s \text{ (基板)} \quad (2.35)$$

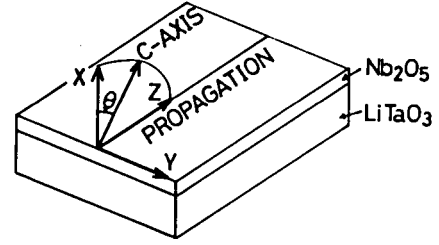


図 2.16 軸ずれ導波路 (Equatorial 配置)

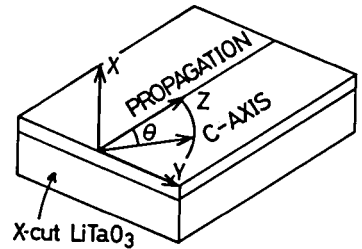


図 2.17 軸ずれ導波路 (Polar 配置)

$$\text{但し} \quad \epsilon_{xx}(i) = n_{oi}^2 \quad (2.36)$$

$$\epsilon_{yy}(i) = n_{oi}^2 \cos^2 \theta + n_{ei}^2 \sin^2 \theta \quad (2.37)$$

$$\epsilon_{zz}(i) = n_{ei}^2 \cos^2 \theta + n_{oi}^2 \sin^2 \theta \quad (2.38)$$

$$\epsilon_{yz}(i) = \epsilon_{zy}(i) = (n_{ei}^2 - n_{oi}^2) \cos \theta \sin \theta \quad (2.39)$$

と表わされる。Z cut 構造導波系、及びそれからのわずかな軸ずれを考慮した導波系とは結晶軸配置が根本的に異なり、軸ずれ角も任意の値を考えるため、まず、この導波路の固有モードがどのような伝搬特性を示すかを調べる。非対角項 $\epsilon_{yz} = \epsilon_{zy}$ の出現により、固有モードは正常波、異常波の両成分を持つハイブリッドモードである。

一例として、Ti を拡散した導波路を取り上げる。屈折率分布は階段状に近似し、拡散による屈折率上昇を正常波、異常波共に 0.01、膜厚を $1\mu\text{m}$ とする。文献(11)と同様の手法を用いて、軸ずれ角に対し固有モード解析を行なった結果が図 2.18 である。光の波長は $0.6328\mu\text{m}$ とした。TMlike な電磁界成分を持つため、軸ずれによらずほぼ常光屈折率を感じ、伝搬定数変化のほとんどない mode 1 と、TE like な電磁界成分を持つため、感じる屈折率が軸ずれ角により異なり、伝搬定数が変化する mode 2 が存在する。

図 2.18 中の O_s , E_s は、基板中における正常波、異常波の振舞が、指数関数的か三角関数的か、言い換えるとエネルギーが膜近傍に閉じ込められているか否か、の境界を表わす分岐点（この場合は線で表わされているが）である。 O_f および E_f は薄膜におけるそれぞれ正常波および異常波の存在する上限である。正常波、異常波により分岐点の値が異なるため、図中斜線領域では、正常波のエネルギーは薄膜近傍に閉じ込められているが、異常波については閉じ込めが破れていることになる。

mode 2 は、すべての軸ずれ角で分岐点 O_s , E_s より上に存在するため、損失のない導波モードである。一方、mode 1 は、軸ずれ角の小さい領域では導波モードだが、大きくなると斜線領域に侵入し、わずかに含まれる異常波成分の漏洩が起きる。そのため、ある臨界軸ずれ角以上では伝搬定数に虚数部を持つセミリーキーモードとなり、伝搬に伴ない減衰する。

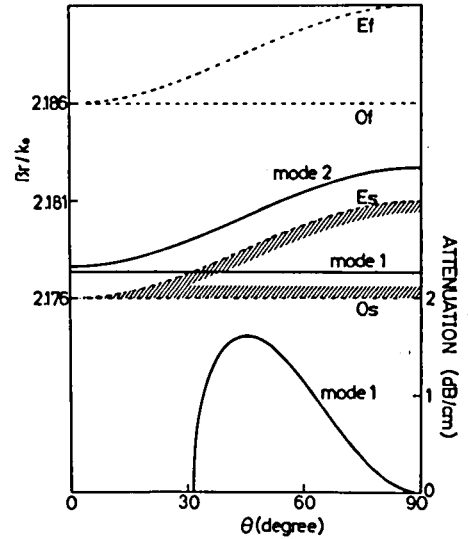


図 2.18 Ti 拡散 X cut LiTaO₃ 導波路の軸ずれ伝搬特性

例えば軸ずれ角 40° では、異常波成分を 4% 含み、1.5 dB/cm の伝搬減衰量が生じる。

さて、ここで行なったハイブリッドモードの固有モード解析は、厳密な数値解が得られるが、計算が煩雑で見通しも悪い。特にセミリーキーモードの場合には伝搬定数が複素数になるため、一層複雑な計算が必要である。そこで、2.4.1, 2.4.2 で行なったように、結合モード解析による近似解を求めてみよう。比誘電率テンソルが対角項のみから成る仮想的な構造（基本系）の固有モードが非対角項による摂動を受けてモード結合すると考えるわけである。基本系では固有モードが TE と TM に分離するため取り扱いが簡単になり、解析を行なう際の見通しも良い。

基本系においては、 TE_0 , TM_0 導波モードの伝搬定数はそれぞれ固有モード解析による mode 1, mode 2 にほぼ一致する。また、連続した伝搬定数分布を持つ放射モードは、TM モードが O_s , TE モードがほぼ E_s 以下に存在している。図 2.18 中斜線領域以外では TE_0 , TM_0 導波モード共、位相整合の取れたモードが存在しないため、非対角項による摂動ではほとんどモード結合は生じないが、斜線領域では TM_0 導波モードと TE 放射モードの位相整合が取れているため両モードは結合し、導波モードの電力は基板中へ漏洩するため減衰する。

そこで、結合するモードを TM_0 導波モードと TE 放射モードのみに限定して附録 B と同様の手法を用い、 TM_0 導波モード伝搬減衰量 2α の近似解として次式を得る。

$$2\alpha = 20 \log_{10} e \cdot K\beta \frac{\rho^5}{\rho^3 - K^2 \beta^2} \quad [\text{dB/単位長さ}] \quad (2.40)$$

$$\text{但し} \quad K = \pi |C|^2, \quad \rho^2 = \epsilon_{yy}(s) k_0^2 - \beta^2 \quad (2.41)$$

$$\text{結合係数} \quad C = \frac{\omega \epsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^0 \epsilon_{yz} E_z^{(TM)*} E_y^{(TE)} dx \quad (2.42)$$

図 2.18 で取り上げた構造について、セミリーキーモードの伝搬減衰量を上式により計算したところ、固有モード解析と同一の結果を得た。これよりモード結合が TM_0 導波モードと TE 放射モード間に限られている場合、式 (2.40) はかなり良い近似値を与えるものと思われる。

(2) 光変調器への応用

$LiTaO_3$ は電気光学結晶であるから、外部電界により屈折率が変化する。そのため、例えば Ti 拡散 $LiTaO_3$ 導波路では、y 方向に $\pm 3 \text{ V}/\mu\text{m}$ の電界を加えることにより、セミリーキーモードの伝搬減衰量は図 2.19 のように変化する。電界印加により、伝搬減衰量の増減と同時に臨界角（伝搬減衰量が出現する軸ずれ角度）の変化が 8° 生じる。従って、軸ずれ

角を電界を加えない状態の臨界角に選んでおけば、 $-3\text{ V}/\mu\text{m}$ の電界印加で 1.2 dB/cm の変調度を得られる。

より高い変調度を得るためには、セミリーキーモードの伝搬減衰量が臨界角付近で鋭く立ち上がり、大きな値を取ることが必要である。そこで、前項で行なった結合モード解析に基づいて、どのような構造にすれば大きな伝搬減衰量を得られるかを考察する。

伝搬減衰量は、式 (2.40) より結合係数 C のほぼ二乗に比例している。一方 C は式 (2.42) より、 TM_0 導波モード電界 E_z 、 TE 放射モード電界 E_y の重なり積分と、異方性の大きさに比例する比誘電率テンソル非対角項 ϵ_{yz} の積である。Ti 拡散 LiNbO_3 導波路で 20 dB/cm の変調度を得られるのに比べて、Ti 拡散 LiTaO_3 導波路では 1 dB/cm 程度と低い理由は、主に LiTaO_3 の異方性が LiNbO_3 と比べて弱く、同じ軸ずれ角では ϵ_{yz} の値が1桁以上小さいためである。そのため、 LiTaO_3 を基板とする導波路で高い変調度を得るためには、薄膜に異方性が強い材料を用いると共に、導波、放射モード分布 E_z 、 E_y の重なりが大きくなるような構造とする必要がある。

2.3 節と同様に薄膜屈折率に対する界分布形状の変化を調べた結果、負結晶を薄膜に選べば結合係数の値は大きく改善されることがわった (文献 [2] 参照)。 LiTaO_3 上に成長可能な負結晶材料で最も適しているものは LiNbO_3 である。そこで薄膜層を厚さ $0.24\text{ }\mu\text{m}$ の LiNbO_3 とした構造を考え、軸ずれ角に対する伝搬特性を計算した。結果を図 2.20 に示す。基本系の TE_0 、 TM_0 導波モードおよび式 (2.40) によるセミリーキーモード伝搬定数の近似値も破線で示した。図中 mode 1 は TM like なモードで、臨界角付近ではほとんど正常波成分から成り (例

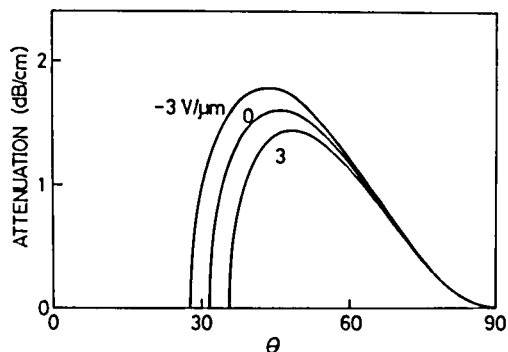


図 2.19 y 方向電界による伝搬減衰量の変化

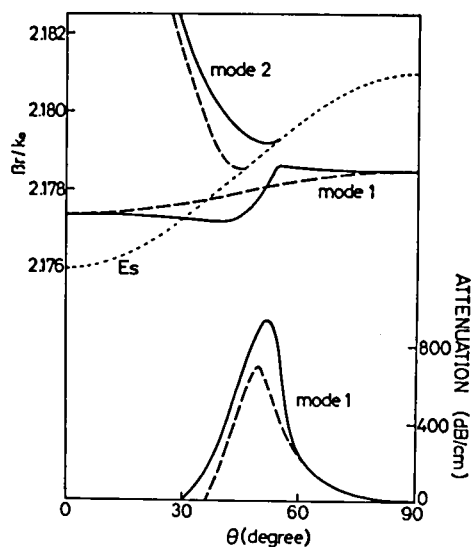


図 2.20 LiNbO_3 薄膜 (厚さ $0.24\text{ }\mu\text{m}$) での軸ずれ伝搬特性

例えば軸ずれ角 30° では基板中で正常波成分が80%を占める), 異常波の分岐点 E_s を越えるとセミリーキーモードとなる。正確には, 分岐点を越える角度と, 伝搬減衰量が生じる臨界角とはわずかに異なっており, 数学的には両者の間では, 異常波成分の電磁界は基板中で指数関数的に増大するのに伝搬損がないという奇妙なモードが存在する⁽¹³⁾。mode 2はTElikeな導波モードで, 主成分である異常波の分岐点 E_s でカットオフになる。

結合モード解析による近似解(2.40)は, Ti 拡散 LiTaO_3 導波路では良く固有モード解析解と合っていたが, この場合にはずれが生じている。この主な原因は, LiNbO_3 膜構造ではTE-TMモード間の結合が強く, TM_0 導波モード, TE放射モード, TE_0 導波モード(図2.20中mode 2の破線に対応)の三者間で結合が生じているのに対し, 式(2.40)の導出に際しては, TM_0 導波モードとTE放射モードの結合のみを考えたためである。

さて, 伝搬減衰量はTi 拡散構造と比べてはるかに大きく 940 dB/cm にも達している。そこで伝搬角を臨界角付近に定め, 伝搬減衰量の y 方向電界依存性を図2.21に示す。これより, 伝搬角を臨界角とすれば, $-3 \text{ V}/\mu\text{m}$ の電界印加で 50 dB/cm 程度の変調度を得られることがわかる。また, $\pm 3 \text{ V}/\mu\text{m}$ の電界を用いると, 100 dB/cm 以上の変調が可能である。

以上では LiNbO_3 の膜厚を $0.24 \mu\text{m}$ としていた。この構造では, 臨界角付近でmode 1の近傍にmode 2が存在するため, 膜厚によっては両者が強く影響し合う。例えば膜厚を増していった場合, mode 1とmode 2は接近し, モード間にスイッチング⁽¹⁴⁾が生じる。そのため臨界角付近のmode 1に注目すると, 膜厚が厚くなるほど漏洩成分となる異常波成分が増加し, モードを構成する主成分となるため, 通常言われるモードがカットオフになる状態に近づき, 伝搬減衰量は非常に大きな値となる。膜厚 $0.27 \mu\text{m}$ ではいわゆるカットオフ型の変調器となり, 500 dB/cm 以上の変調度が計算上得られる。しかしながらカットオフとなったモードは, 界成分が基板奥深くに大きく広がっているため, プリズムなどで励振する際の効率も非常に悪くなるものと思われる。それゆえ理論上変調度が大きいからといって, 必ずしも実用上優れているとは限らず, 大きな変調度と励振効率の悪さのトレードオフとなる。

一方, 膜厚を薄くしていった場合, mode 1の伝搬定数は下がりカットオフに近づく。

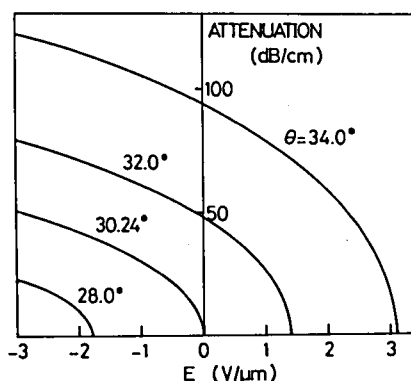


図2.21 変調電界による伝搬減衰量の変化
 θ は c 軸の軸ずれ角

また伝搬減衰量も少なくなり、例えば膜厚 $0.23\ \mu\text{m}$ では $0.24\ \mu\text{m}$ の半分に減る。

このように、 LiNbO_3 薄膜- LiTaO_3 基板構造の X cut 軸ずれ導波路でも高い変調効率を得られるもののその膜厚依存性は Z cut 構造の変調器と比べて強い。

2.5 ま と め

本章では異方性薄膜導波路における導波-放射モード結合を利用した光強度変調器を取り上げ、その厳密な解析法および高効率化について検討を行った。解析に際しては、従来無限大と仮定されてきた導波路基板層の有限の厚さを考慮に入れ、連続スペクトルを持つ放射モードの量子化を行うことにより多モード結合方程式を導き、導波-放射モード結合現象を厳密に取り扱った。これにより導波モード電力が基板中に放射される様子を詳しく調べることができ、又、放射された電力が基板底面で反射して薄膜層に向い、導波モードと再結合する可能性のあることが明らかになった。

更に、両結合モードの界分布が、変調効率と密接に関係していることから、最適な界形状が得られる材料で導波路を構成することにより、変調効率が大幅に改善されることを明らかにした。又、高変調効率領域では、従来用いられてきた近似解が大きな誤差を持つこと、及び、導波モードの電力も指数関数的に減少せず、振動的な変化をすることが分かった。

Z cut LiTaO_3 を基板とする場合、高効率となる薄膜材料は屈折率 2.265 以上の弱い正結晶、2.265 の等方性、2.265 以下の弱い負結晶である。現在のところ高変調効率を得られる具体的な構造例として Nb_2O_5 薄膜- LiTaO_3 基板、および $\text{Li}(\text{Nb}_{0.1}, \text{Ta}_{0.9})\text{O}_3$ 薄膜- LiTaO_3 基板が考えられ、共に 100 dB/cm 以上の変調効率を得られる。ここで、 $\text{Li}(\text{Nb}_{0.1}, \text{Ta}_{0.9})\text{O}_3$ - LiTaO_3 構造は Nb_2O_5 - LiTaO_3 構造と比べて変調効率が高く、その膜厚依存性も弱い、薄膜のエピタキシャル成長、分極処理が必要である。一方、 Nb_2O_5 - LiTaO_3 構造はその必要はないが、導波モードがカットオフに比較的近い、導波路境界面の不整により散乱損失を被り易く、注意が必要である。

導波路のわずかな結晶軸ずれが変調特性に及ぼす影響を調べた結果、伝搬方向と垂直面内にずれた場合、軸ずれは変調電界にバイアスを加えることとほぼ等価であることがわかった。例えば 3.5° の軸ずれは $3\text{V}/\mu\text{m}$ のバイアス電界に相当する。一方、伝搬方向にわずかにずれた場合、変調特性は何ら影響を受けない。最後に光学軸 (c 軸) が導波路面内でずれている構造について考察し、 LiNbO_3 を薄膜に、 LiTaO_3 を基板に選べば高効率な軸ずれ構造変調器が実現できることを示した。

参 考 文 献 (第2章)

- (1) D. Marcuse, "Electrooptic Coupling Between TE and TM Modes in Anisotropic Slabs", IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 9, pp. 759-767 (1975).
- (2) K. Yamanouchi, M. Yasumoto and K. Shibayama, "Optical Switching Device Using Leaky Surface Wave", IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 11, pp. 863-865 (1978).
- (3) M. Nakajima, H. Onodera and J. Ikenoue, "Coupled Multimode Analysis of Anisotropic Heterostructure Waveguides and its Application to a Light Modulator", Radio Sci., **17**, 1, pp. 117-124 (1982).
- (4) D. Marcuse, "Coupled Mode Theory for Anisotropic Optical Waveguides", Bell Syst. Tech. J., **54**, 7, pp. 985-995 (1975).
- (5) H. F. Taylor and A. Yariv, "Guided Wave Optics", Proc. IEEE, **62**, 8, pp. 1044-1060 (1974).
- (6) 岡村, 山本, 牧本, "LiNbO₃ プレーナ導波路における導波-放射モード変換-結合モード解析と強度変調素子への応用", 信学論(C), **J 61-C**, 9, pp. 579-586 (1978).
- (7) 中島, 小野寺, 松岡, 池上, "導波-放射モード結合形光変調器-効率公式導出と材料定数" 昭55 信学光・電波全大, S2-1.
- (8) P. K. Tien, "Light Waves in Thin Films and Integrated Optics", Appl. Opt., **10**, 11, pp. 2395-2413 (1971).
- (9) R. L. Agard, "Optical Waveguide Characteristics of Reactive Dc-Sputtered Niobium Pentoxide Films", Appl. Phys. Lett., **27**, 11, pp. 605-607 (1975).
- (10) S. Miyazawa and N. Uchida, "Refractive Indices of E. G. M. Grown Li (Nb, Ta)O₃ Solid Solution Optical Waveguide", Opt. Quantum Electron., **7**, 10/11, pp. 451-455 (1975).
- (11) K. Yamanouchi, T. Komiya and K. Shibayama, "New Leaky Surface Waves in Anisotropic Metal-Diffused Optical Waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-26**, 4, pp. 298-305 (1978).
- (12) 小野寺, 小林, 栗井, 中島, 池上, "軸ずれ伝搬を用いた漏れ構造高效率光変調器",

信学技報, MW 82-12 (1982).

- (13) 栗井, 池上, “異方性薄膜導波路のリーキーモード”, 信学技報, MW 81-12 (1981).
- (14) M. S. Kharusi, “Uniaxial and Biaxial Aanisotropy in Thin-Film Optical Waveguides”, J. Opt. Soc. Am., **64**, 1, pp. 27-35 (1974).

第3章 薄膜導波路型変調器の製作

—Nb₂O₅ 薄膜—LiTaO₃ 基板構造—

3.1 序

前章での検討の結果、高い変調効率が得られる薄膜導波路は、LiTaO₃ を基板に用いる場合、薄膜層を屈折率 2.265 の等方性材料か、屈折率 2.265 以下の弱い負結晶もしくは屈折率 2.265 以上の弱い正結晶で構成したものである。薄膜導波路の作成において、異方性結晶をエピタキシャル成長させ良質の導波路とすることは一般に困難であるのに対し、結晶化させずアモルファスとして等方性薄膜を得ることは容易で、伝搬損失の少ない導波路が数多く報告されている。アモルファス状態で 2.265 前後の屈折率を持つ薄膜材料としては、TiO₂⁽¹⁾、Nb₂O₅⁽²⁾、PbTiO₃⁽³⁾ 等があり、中でも Nb₂O₅ では 1~2 dB/cm の低損失導波路が作成されている⁽²⁾。そこで本章では Nb₂O₅ を薄膜材料に選び、RF マグネトロンスパッタリング装置を用いて反応性スパッタリングを行ない、薄膜導波路型変調器を試作する。

Nb₂O₅ を薄膜材料とした光導波路は、まず Aagard により反応性 DC スパッタ法を用いて製作された⁽²⁾。Aagard は各種スパッタ条件の下で作成された Nb₂O₅ 膜の屈折率、膜厚、導波損失を詳細に調べ、屈折率 2.10 ~ 2.27 で伝搬損失 2 dB/cm 以下の導波路を得た。その後 RF 4 極スパッタ⁽⁴⁾、RF 2 極スパッタ⁽⁵⁾を用いた製作例が報告されており、いずれも屈折率 2.2 ~ 2.3、伝搬損失 2 ~ 3 dB/cm 以下のものが得られている。また、スパッタ雰囲気窒素ガスを混入することにより、アモルファスの Nb₂O₅ 膜が複屈折を示すという報告もある⁽⁶⁾。一方、Nb₂O₅ 膜は、屈折率を 2.3 程度まで上げ得るので、LiNbO₃ や LiTaO₃ などの高い屈折率を持つ電気光学結晶を基板とした導波路を作成することができる。そのため今回の変調器のみならず、他の光薄膜回路素子用の薄膜材料としても有望であり、Nb₂O₅ 薄膜の諸特性を詳しく求めておくことが望ましい。

本章では、まず第2節でスパッタリングによる薄膜作成、及び使用スパッタリング装置について簡単に説明した後、第3節、第4節で各種のスパッタ条件の下で作成した Nb₂O₅ 膜の屈折率、生成速度を調べた結果について述べる。第3では基板にコーニング 7059 ガラスを使用し、第4節では Z cut LiTaO₃ を用いている。第5節では Nb₂O₅ 薄膜導波路の結晶性評価、伝搬損失、波長分散特性について述べる。第6節は変調器の製作プロセスであり、第7節で変調特性の測定結果を報告する。

3.2 スパッタリング

3.2.1 スパッタリング法

エネルギーを有するイオン，又は粒子が固体表面（以後ターゲットと呼ぶ）を衝撃すると，電子，中性原子，分子，イオンの放出等が起きるが，これらのうちでターゲットを構成している原子または分子がたたき出される現象をスパッタリング現象と呼ぶ。スパッタリング法（一般にはこれを略してスパッタ法と呼ぶ場合が多い）は，スパッタリング現象を利用して基板上に薄膜を堆積させる方法であり，光導波路，表面弾性波素子の製作や，IC 製造工程中でしばしば使用されている。

スパッタ法は，その原理に基づいて，一般に次のような長所を持つ。

- (1) 高融点材料の膜を容易に作成できる。
- (2) 広い面積にわたって均一な膜を与える。
- (3) 膜の付着力が強い。
- (4) 制御性，応答性，再現性が良い。
- (5) 長時間の連続運転に適する。

一方，短所としては

- (1) 基板表面が過熱される。
- (2) 膜生成速度が遅い。
- (3) 膜中に雰囲気ガスが混入することがある。
- (4) 膜損傷や組成ずれを生ずることもある。

などが指摘されよう。

スパッタ法の大きな欠点である上記の(1) (2)を改善する方法として，ターゲット近傍にターゲット面と平行で電界とは直交する磁界を印加するマグネトロンスパッタ法が考案されている。例えばプレーナマグネترون方式の場合，永久磁石がターゲット直下に埋め込まれ，電界と直交した磁界を発生する（図 3.2 参照）。この直交電磁界の作用により，放電空間中の電子はターゲット近傍に閉じ込められてトロコイダル運動を行なう。その結果，電子と中性ガス分子との衝突，電離が効果的になされ，高密度のプラズマが得られる。その結果，マグネトロンスパッタ法は

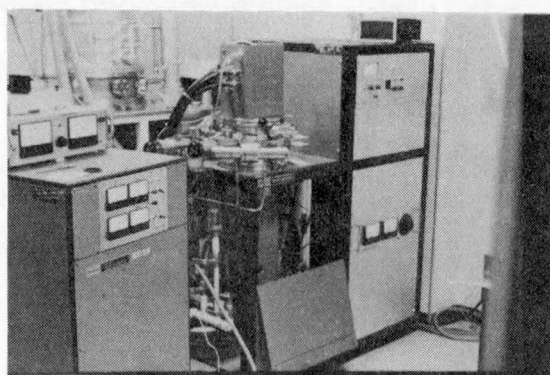
- (1) 電子がターゲット付近に捕捉され，陽極（基板）に流れ込まないため，電子衝突による基板の温度上昇，膜面の荒れが防げられる。
- (2) プラズマの密度が高いため，大きなイオン電流を流すことができ，大電力化，すなわち膜生成速度の高速化が図れる。

- (3) プラズマの密度が高いため、放電インピーダンスが低下し、生成速度の電力利用効率（生成速度 / 入射電力）が良くなる。
- (4) 効率的にプラズマの発生が起こるため、 10^{-1} Pa 台の低ガス圧でも放電が維持され、スパッタすることができる。このような低ガス圧では、スパッタされた粒子はガス分子と衝突する回数が減るため、大きいエネルギーを有して基板に到達することができる。
- などの利点を有している。通常の2極スパッタ法と比較した場合、マグネトロンスパッタ法はより高い膜生成速度と、より高品質の薄膜を与える方法であると思われる。

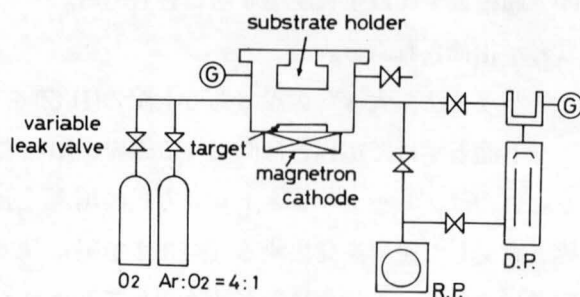
3.2.2 RF プレーナマグネトロン

スパッタリング装置

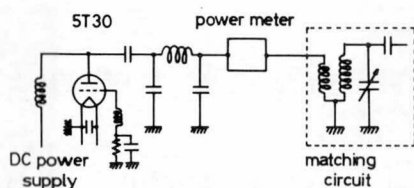
本研究で使用したスパッタリング装置は、日電アネルバ社製のSPF210 H RF プレーナマグネトロンスパッタリング装置である。外観と系統図を図 3.1 に示す。スパッタ室内にはターゲットと基板ホルダーが対面して設置され、ターゲットが下側、基板ホルダーが上側のいわゆるスパッタアップの配置になっている。ターゲットは図 3.2 に示すマグネトロンカソード上に置かれるが、「ターゲット押え」を用いることにより、水冷されたマグネトロンカソードに圧着させ、冷却効果を上げることできる。マグネトロンカソード中の円形永久磁石により、図 3.3 に示される密度の径方向水平磁束が発生する。ターゲット-基板間電圧 500V, 距離



(a)



(b)



(c)

図 3.1 RF マグネトロン スパッタリング装置

(a) 装置外観

(b) ガス系統図

(c) 高周波電源系統図

5 cmの場合、ターゲットを初速0で放出された電子がターゲットに捕捉される（基板に入射しない）ための最小磁束密度は 15 Gauss であり、これより十分大きな値が得られている。

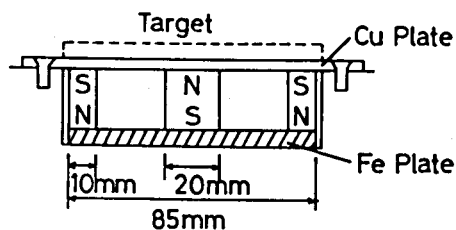


図 3.2 マグネトロン カソード

3.3 Nb_2O_5 薄膜導波路

ー ガラス基板上への作成 ー

3.3.1 RF反応性スパッタによる Nb_2O_5

膜作成

Nbをターゲットに用いて $\text{O}_2 + \text{Ar}$ 雰囲気中でRF 反応性スパッタを行ない、各種スパッタ条件に対して得られる Nb_2O_5 膜の屈折率、生成速度を比較した。

基板には $10\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ の コーニング 7059 ガラスを使用し、その $0.6328\text{ }\mu\text{m}$ における屈折率は、7.2 節に述べる方法により測定した結果 1.528 であった。基板を取り付けたホルダーは、スパッタ中水冷され、ターゲット直上に保持される。

ターゲットに用いた Nb は、直径 97 mm 厚さ 5 mm の円板で、純度は 99.9% である。Nb ターゲ

ットは、水冷されたマグネトロンカソード電極上に置かれるが、「ターゲット押え」により電極に圧着させて冷却効果を高め、スパッタ中のターゲット温度を下げた場合と、ターゲット押えを用いずに電極上に配置した場合とでは、同一条件の下でスパッタを行なっても、得られる膜は屈折率、生成速度共にかなり異なったものとなる。スパッタ後のターゲット表面も、ターゲット押えを用いている状態では全面が金属光沢を有するのに対し、ターゲット押えを用いない場合には薄く酸化物が堆積している。そのため、ターゲット押えを用いた場合、用いない場合の両者を区別し、 Nb_2O_5 膜の評価を行なった。なお、ターゲット表面は一樣にはスパッタされず、水平方向磁束密度の高い半径約 2 cm から 3 cm のドーナツ状領域が強くスパッタされる。

Nb_2O_5 膜の屈折率と厚さの測定には、プリズム結合器による光導波を行なう Synchronous

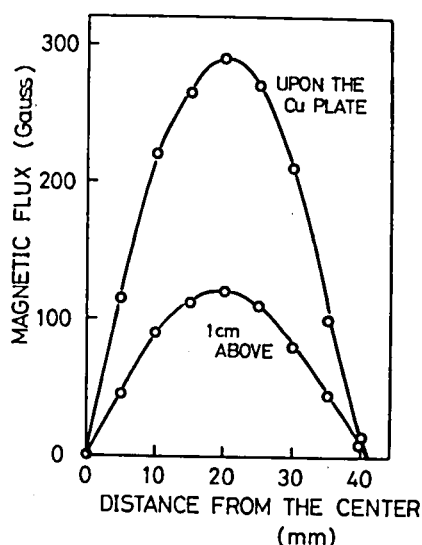


図 3.3 ターゲット上の磁束密度分布

angle 法を用いた。屈折率と膜厚を独立に求めるためには、2 個以上の導波モードが存在する必要がある、測定する導波路の膜厚に制限がある。また、スパッタ条件による伝搬損失の変化を調べるためには、作成されたNb₂O₅ 膜はほぼ同一の厚さであることが望ましい。そのため、いずれのスパッタ条件でも膜厚が3000 Å近傍になる様スパッタ時間を調整した。この膜厚では、屈折率が2.05 以上あれば導波モードが2 個以上存在する。

3.3.2 基板の洗浄

スパッタ法により作成された導波路の伝搬損失は、基板の洗浄法によって大きく影響される事が、数多く報告されている。そこで本研究においても、まず各種洗浄液の比較を行なった。用いた洗浄液は、セミコクリン 23 (フルウチ化学製)、ファインクリーナー (フルウチ化学製)、スキヤット 20 X (半井化学製)、有機溶剤 (トリクレン→アセトン→メタノール)、クロム酸混液、アルカリ処理液 (NH₄OH:H₂O₂:H₂O=1:1:5) である。

洗浄された基板の「水ぬれ」の良さでは、クロム酸混液が最も良く、他はわずかに水をはじく傾向が見られた。一方、2 枚の基板を異なった方法で洗浄し、同時に薄膜を作成して伝搬損失を比較した場合には、セミコクリン 23 とクロム酸混液がほぼ同程度に他より良い結果が得られた。そのため、以後の洗浄においては、取扱いの簡便なセミコクリン 23 を用いている。なお、これ以外の洗浄法として、定量的に優れた洗浄効果が示されている RCA 洗浄法⁽⁷⁾ があるが、7059 ガラスに用いる場合には、酸化性酸処理の工程で基板表面が侵されるため用いられない。

洗浄に際し、使用する洗剤と共に重要な事は、洗浄に使用した薬品を十分に除去する事である。同一の洗浄剤を用いて洗浄した場合でも、純水によりすすぐ回数を増すほど作成導波路の伝搬損失は減少する傾向にあった。

以上の事から、以後の洗浄は4 枚の基板をテフロン製のホルダーに入れ、表 3.1 に示す手順で行なった。1 枚目の基板は洗浄後直ちに N₂ 吹き付け乾燥を行ない、装置にセットした。他の基板は純水中に浸けたまま、クリーンベンチ中に保存され、使用直前に表 3.1 の手順(3)

(4) (6) を行なった。しかしながら、作成された導波路の伝搬損失は、ほぼ4 枚目ごとに3 ~4 dB/cm のばらつきが認められ、更に洗浄法を改善する余地がある。例えば文献(8)に示されるような方法を採用する事が必要であろう。また、このばらつきの存在により、スパッタ条件の違いによる伝搬損失の比較は、かなり

表 3.1 洗浄法手順

(1)	セミコクリン 23 で超音波洗浄	15分
(2)	純水で置換	10回
(3)	純水の中で加温	5 ~ 10分
(4)	純水で超音波洗浄	5 ~ 10分
(5)	(2) ~ (4) を 2 回繰り返す	
(6)	純水で置換	10回

困難であった。

3.3.3 ターゲット押えを用いて生成される Nb_2O_5 膜の屈折率、生成速度

雰囲気ガス $\text{Ar} + \text{O}_2$ の圧力、
 $\text{Ar} + \text{O}_2$ の混合比、入力パワー、
基板バイアス電圧のスパッタ条件
が、作成される Nb_2O_5 膜に及ぼ
す影響を調べるため、各条件にお
いて基準値を定め、その基準スバ
ッタ条件より唯一つの条件のみを
変化させてスパッタし、生成膜の
屈折率、生成速度を測定した。今
回用いた基準スパッタ条件を表3.2
に示す。スパッタ中の基板温度は、
ターゲット押えを用いた状態では、
ターゲットからの熱輻射が少ない
ため、 $50^\circ \sim 70^\circ\text{C}$ と低く保たれて
いる。

(1) 雰囲気ガス圧力の変化

$\text{Ar} + \text{O}_2$ ガスを、 $0.5 \sim 3.5$ Pa
の間で変化させた。結果を図3.4
に示す。屈折率は圧力が低い程高
い値となり、DC スパッタによる
Aagardの結果⁽²⁾とは逆の傾向を

示す。屈折率の変化範囲は2.28から2.16と大きい。生成速度も圧力が低い程速く、2 Pa
以下では急激に増加している。一方3 Pa 以上では、ほぼ一定値となる。同一ガス圧でスパ
ッタした場合、屈折率のばらつきは、約0.005 以内、生成速度のばらつきは5 %以内に収める
ことができる。

このように、反応性スパッタにより得られる Nb_2O_5 膜は、屈折率値の制御がガス圧の調
節により行なえるため、光機能素子用の薄膜材料として適したものといえる。

(2) $\text{Ar} + \text{O}_2$ 混合比の変化

雰囲気ガス圧力は1 Pa に保ったまま、ガス中に O_2 が占める割合を20 % から100 % まで

表3.2 基準スパッタ条件

雰囲気ガス	$\text{Ar} : \text{O}_2 = 4 : 1$
ガス圧力	1 Pa
RF入力パワー	175 W
基板バイアス電圧	なし*
基板-ターゲット間距離	60.8 mm

* 基板バイアス電圧を加えない場合、基板ホルダーは周囲
のアース電位からは浮いた状態に置かれており、スパ
ッタ中は正に帯電している。

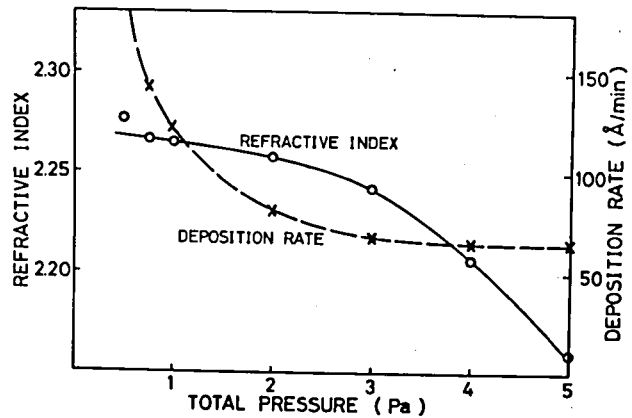


図3.4 雰囲気ガス圧依存性
(7059基板, ターゲット押え使用)

変化させた。結果を図 3.5 に示す。O₂ の割合を増すと、屈折率はわずかに減少し、50% 附近で最小となる。屈折率の変化量は 0.025 程度で、ガス圧を変えた場合ほど大きくない。また、O₂ の割合を増すほど、膜の生成速度は低下しており、これはスパッタ率の高い Ar が減少するためと思われる。

(3) 入力パワーの変化

ターゲットに投入されるパワーを、50 W から 200 W まで変化した。図 3.6 に結果を示す。屈折率は入力パワーと共に増加している。これは、スパッタ粒子が基板に到達する際に保持しているエネルギーが、入力パワーと共に増え、生成膜の密度が高くなるためと思われる。膜の生成速度も入力パワーと共に増加する。しかし、その変化は比例的でない。

(4) 基板バイアス電圧の変化

基板をスパッタ中、負にバイアスすることにより、正イオンが基板表面をも軽く衝撃し、不安定な Nb₂O₅ 分子や吸着気体分子が除去されて、安定で緻密な Nb₂O₅ 膜の形成が期待される。

そこで 0 ~ 400 V の電圧を基板ホルダーに加えて、膜の屈折率、生成速度を測定した。結果を図 3.7 に示す。バイアス電圧に関わらず、ほとんど変化が見られない。これは、基板が絶縁物であったため、基板表面が正電荷で覆われてしまい、正イオンによる基板のスパッタが有効に起こらなかったためと思われる。なお、-200 V 以上の高電圧を加えた場合には、基板表面と、基板取付け金具との間に放電の跡が見られた。効果的なバイアスパッタを行うためには、RF 電圧でバイアスする必要がある。

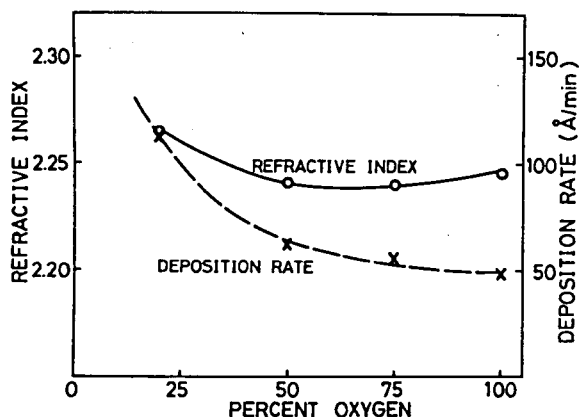


図 3.5 雰囲気ガス成分依存性
(7059 基板, ターゲット押え使用)

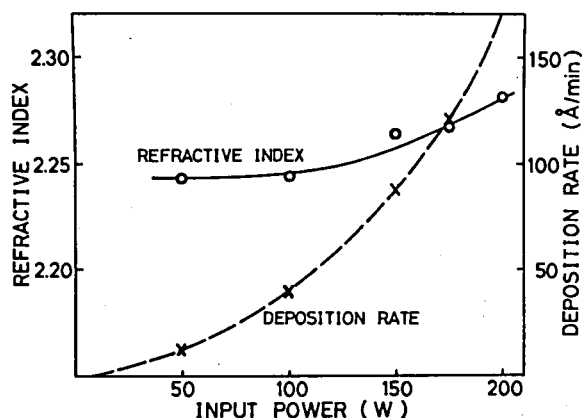


図 3.6 入力パワー依存性
(7059 基板, ターゲット押え使用)

3.3.4 ターゲット押えを用いずに生成される Nb_2O_5 膜の屈折率, 生成速度

ターゲット押えをはずし表 3.3 に示すスパッタ条件の下で雰囲気ガスの圧力のみを変え, 膜の屈折率, 生成速度を測定した結果が図 3.8 である。スパッタ条件の違いを考慮に入れても, ターゲット押えを用いた場合 (図 3.4) に比べて屈折率, 生成速度共に高くなっている。2 Pa から 6 Pa の圧力範囲では, 屈折率はほぼ圧力に逆比例して変化する。今回のスパッタ条件の下で得られた最大の屈折率は, ガス圧 2 Pa において, 2.317 であった。更にガス圧を下げ 0.5 Pa とした場合には, 基板の上に金属光沢を持つ膜が生成した。このような低ガス圧では O_2 量が少ない上に, スパッタ速度が急激に速まるため, Nb の酸化反応が十分に行なわれないものと思われる。これより, 反応性スパッタで得られる Nb_2O_5 膜屈折率の上限は 2.32 前後と考えられ, これは LiNbO_3 , LiTaO_3 等の高屈折率結晶を基板に用いる場合の薄膜材料として, 十分な値である。

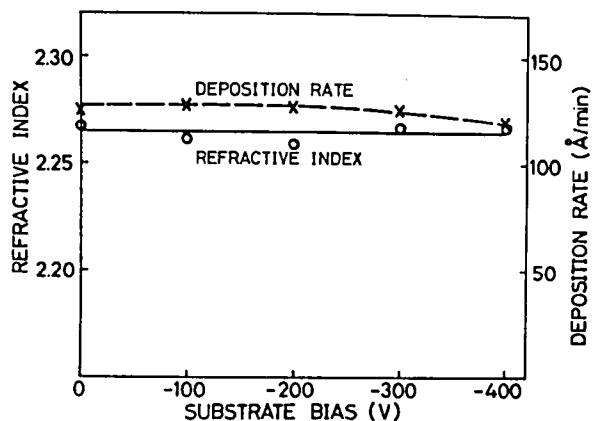


図 3.7 基板バイアス電圧依存性
(7059 基板, ターゲット押え使用)

表 3.3 スパッタ条件

雰囲気ガス	Ar : O_2 = 4 : 1
ガス圧力	2 Pa ~ 6 Pa
RF 入力パワー	200 W
基板バイアス電圧	0 V
基板-ターゲット間路離	50 mm

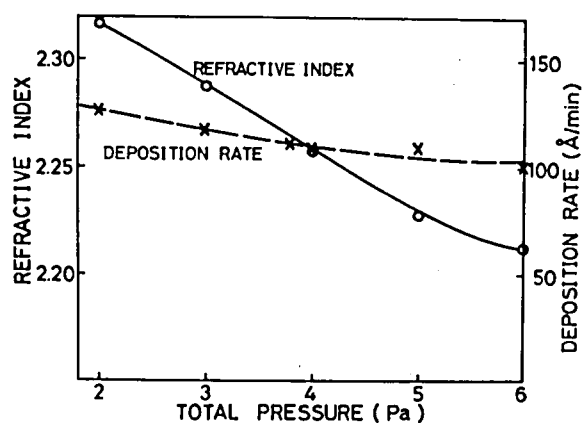


図 3.8 雰囲気ガス圧依存性
(7059 基板, ターゲット押えなし)

3.4 Nb₂O₅ 薄膜導波路 — LiTaO₃ 基板上への作成 —

3.4.1 基板準備

基板に用いる Z cut LiTaO₃ は、富士通製の SAW フィルター用結晶である。直径 50mmφ、厚さ 0.5mm の購入ウェハを、研磨面を半導体基板用保護膜（商品名シリテクト）で覆った後、ワイヤーソウを用いて 15 mm × 6 mm (X, Y の結晶軸方向) に切断した。

切断後の基板には、研磨粉や油脂類が多く付着しているため、7059 ガラス基板以上に注意深い洗浄が必要となる。まず、研磨粉等の大きな付着物を取り除くため、有機溶剤（アセトン、トリクレン）中で加熱、超音波洗浄する。この際に、綿棒を用いて表面の吸着物を拭き去る事が不可欠である。次いでクロム酸混液により有機残留物を取り除き、表面を親水性にした後、RCA 洗浄法⁽⁷⁾によりイオン、原子汚染物を除去した。

スパッタに先立ち、基板の屈折率を 7.2 節の方法で測定したところ、 $n_o = 2.1765$, $n_e = 2.1815$ であった。屈折率値は結晶のロットにより、小数点以下 4 桁目が僅かずつ異なっている。

3.4.2 LiTaO₃ 基板上の Nb₂O₅ 膜

屈折率の制御を目的として、雰囲気ガスの圧力を変えてスパッタし、屈折率と生成速度を測定した。基板を 7059 から屈折率の高い LiTaO₃ に変えたため、膜の屈折率が等しい場合、2 個の導波モードが存在するために必要な膜厚は増加する。そこで今回は、どのスパッタ条件でも膜厚が 1 μm 近傍になるようにスパッタ時間を調整した。膜厚 1 μm では屈折率が 2.2 以上で 2 モード存在する。ターゲット押えを用いた場合の結果を図 3.9 に示す。スパッタ条件は RF 入力パワーが 190 W で、他

は表 3.2 の値を用いた。図 3.10 はターゲット押えを用いない場合で、スパッタ条件は表 3.3 と同一である。基板に 7059 ガラスを用いた図 3.8 と比較すると、両者はほぼ一致している。一方、図 3.9 は図 3.4 と比べて、入力パワーを増加したにもかかわらず、屈折率は若干低下している。膜の生成速度に関しては、パワーの増加分だけ速い。図 3.9 の試料作成後、再度 7059 基板を用いて同一条件

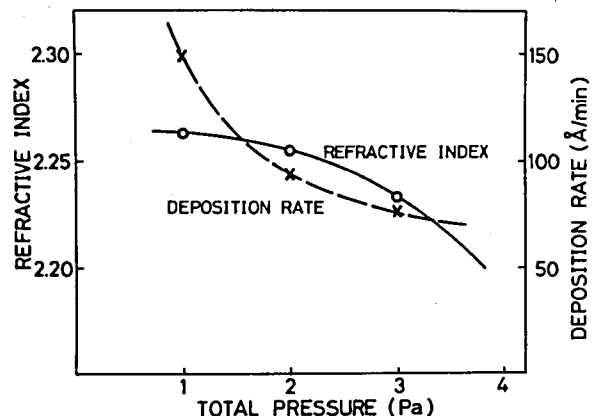


図 3.9 雰囲気ガス圧依存性
(LiTaO₃ 基板、ターゲット押え使用)

件のスパッタを行なったが、やはり図 3.9 と同一の結果が得られた。屈折率低下の原因は今のところ不明であるが、図 3.4 の試料作成時から、真空槽内やターゲットの「雰囲気」が変わったこと、真空排気系の特性が変わったこと等が考えられる。このため、圧力 1 Pa で得られる膜の屈折率は 2.257 ~ 2.263 と低下した。

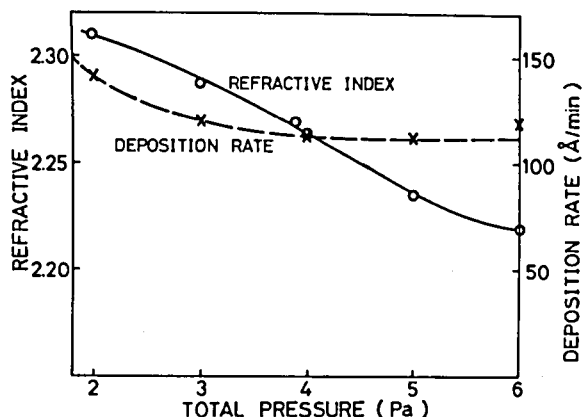


図 3.10 雰囲気ガス圧依存性
(LiTaO_3 基板, ターゲット押えなし)

3.5 Nb_2O_5 薄膜導波路の諸特性

3.5.1 Nb_2O_5 膜の結晶性

X線 ($\text{Cu-K}\alpha$) 回折により 7059 基板上に作成した Nb_2O_5 膜の結晶性を調べた。図 3.11 に回折ダイヤグラムの一例を示す。この試料は表 3.3 のスパッタ条件で雰囲気ガス圧力を 4 Pa とし、10 時間のスパッタを行なって得られたもので、膜厚は約 7 μm である。他にも表 3.2, 3.3 のスパッタ条件で作成された膜厚 1 μm 以上の試料数枚を調べたが、いずれの試料にも回折ピークはまったく表われなかった。これより Nb_2O_5 膜はアモルファスであることがわかった。

3.5.2 伝搬損失

(1) 7059 基板 Nb_2O_5 薄膜導波路

TE_0 モードの伝搬損失を改良プローブ法 (7.4 節で詳細を説明する) で測定した。一例を図 3.12 に示す。これは表

3.2 の基準スパッタ条件で作成した試料で、その屈折率と膜厚は 2.264, 3060 Å である。検出光強度の傾きより、伝搬損失は 3.9 dB/cm である。作成した膜の大部分について測定を行なったが、5 ~ 10 dB/cm のものが最も多かった。しかしながら、試料間

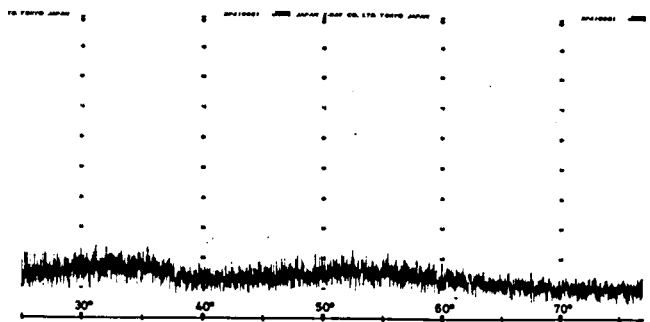


図 3.11 Nb_2O_5 膜の X 線回折ダイヤグラム

にばらつきが多く、スパッタ条件による伝搬損失の変化を詳細に調べることは困難であった。大体の傾向としては次の事が言えよう。①ターゲット押えを用いた場合は、用いない場合と比べて全体的に低損失の薄膜が得られる。②ターゲット押えを用いた場合、雰囲気ガス圧 3 Pa, O_2 の混合比は 50 % 附近で伝搬損失が少なくなる。③入力パワーの値にはほとんど関係しない。④基板バイアス電圧により、伝搬損失は僅かに増加する。

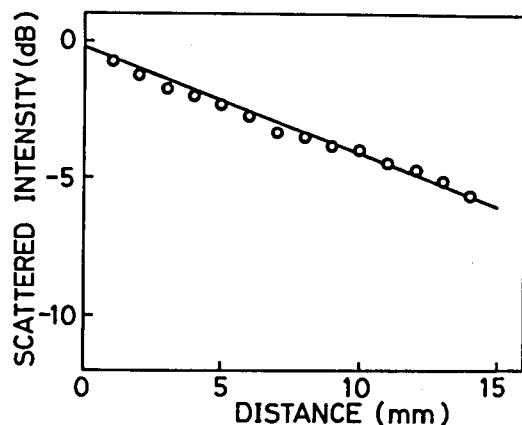


図 3.12 改良プローブ法による伝搬損失の測定。直線の傾きより伝搬損失 3.9 dB/cm

酸化物の薄膜では、作成後に酸化雰囲気中でアニールすることにより、伝搬損失を減少させる得る場合がある⁽⁹⁾。これはスパッタ膜中の酸素欠陥により生ずる吸収損が減るためである⁽¹⁰⁾。そこで表 3.2 の基準スパッタ条件で作成した導波路 A (伝搬損失 9.0 dB/cm) と、RF パワーを 50 W にして作成した導波路 B (伝搬損失 9.4 dB/cm) の 2 枚について、250 °C、10 時間、空气中で熱処理を行なった。しかし伝搬損失は導波路 A で 10.4 dB/cm、導波路 B で 11.9 dB/cm と、熱処理により逆にわずかに増加した。

今回作成した膜厚 3000 Å 程度の導波路では 5 ~ 10 dB/cm と比較的大きな減衰があるが、膜厚を 7000 Å まで増せば、1 ~ 2 dB/cm まで減少する。この事、及びアニールにより伝搬損失が減少しない事より、伝搬損失の主な原因は、 Nb_2O_5 膜のバルク損よりも、薄膜-基板、薄膜-空気境界面における散乱損であると考えられる。

(2) $LiTaO_3$ 基板 Nb_2O_5 薄膜導波路

$LiTaO_3$ を基板に用いる場合、基板の屈折率が高いため、膜と基板の屈折率差は膜と空気の屈折率差に比べて非常に小さくなる。このため導波路からの散乱光は、大部分が基板側に放射されるものと理論的に予測される⁽¹¹⁾。実際、導波路の伝搬光を上部 (空気側) から観察すると、 TE_0 , TE_1 モード共、散乱光は非常に少なく、導波路終端部の明るさ (導波光が終端部で放射されている) に覆われてしまう。そのため伝搬損失の測定に、散乱光強度を測定する方法である改良プローブ法を用いることができない。そこで 2 個のプリズムで光の入出力を行ない、プリズム間の距離を変えて出力光強度の変化を調べる 2 プリズム法を用いて TE_0 モードの伝搬損失を測定した。図 3.13 にターゲット押えを用いて作成した屈折率 2.263、膜厚 1.04 μm の導波路の測定結果を示す。最小二乗法を用いて当てはめた直線の

傾きより、伝搬損失は $1.3 \pm 0.1 \text{ dB/cm}$ と求まる。他のスパッタ条件で作成した導波路も、導波光の様子から伝搬損失はこれと大差ないものと予想される。

3.5.3 Nb_2O_5 膜の分散特性

屈折率の分散特性を調べるため、島津製 MPS-50L 分光計を用いて 3400 \AA から 7500 \AA の波長範囲で 7059 基板上 Nb_2O_5 膜の光透過特性を測定した。7059 ガラスはこの領域で透明である。結果を図 3.14 に示す。用いた試料の 6328 \AA における屈折率は 2.261、膜厚は 9020 \AA である。光透過率は Nb_2O_5 中での干渉により波打っている。この波打ちは、膜の屈折率を n_f 、厚さを d 光の波長 λ とすれば

$$\cos(4\pi n_f d / \lambda) \quad (3.1)$$

の因子で決まる。従って波打つ山と山、谷と谷、又は山と谷の間隔から屈折率を次々と求めていくことができる。例えば隣り合った山と山（又は谷と谷）の波長を λ_{n-1} 、 λ_n とすると ($\lambda_{n-1} < \lambda_n$)

$$n(\lambda_{n-1}) = \lambda_{n-1} \left(\frac{1}{2d} + \frac{n_f(\lambda_n)}{\lambda_n} \right) \quad (3.2)$$

である。上式より屈折率の分散特性を計算すると図 3.15 となる。

物質中の電子が外場に対して準弾性的な振動子として振る舞い、電子と結晶格子の衝突がないという簡単なモデルの下で、絶縁物の屈折率は次式で表わされる。

$$n^2 - 1 = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3.3)$$

但し ω_0 : 物質の固有角振動数

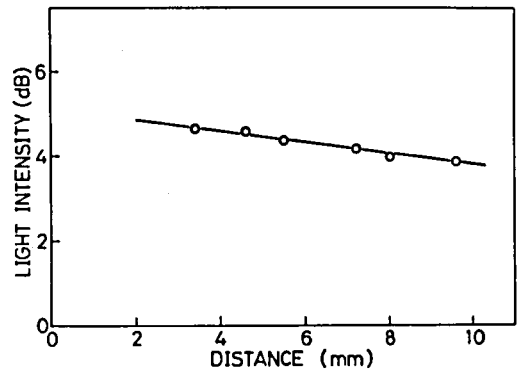


図 3.13 2 プリズム法による伝搬損失の測定。直線の傾きより伝搬損失 1.3 dB/cm 。

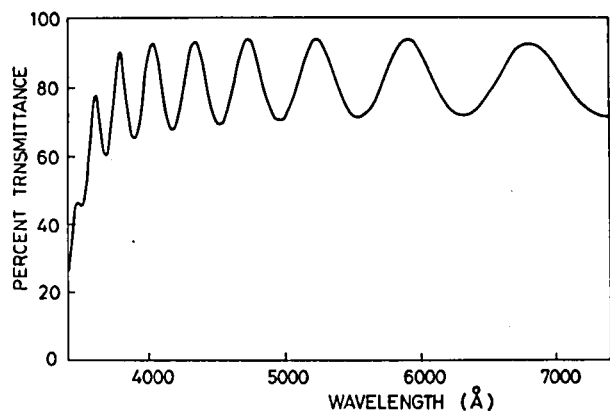


図 3.14 7059 基板上 Nb_2O_5 膜の光透過特性

ω_p : 物質のプラズマ角振動

図 3.15 の結果は上式で良く表わされ、

ω_0, ω_p は各々

$$\omega_0 = 9.3 \times 10^{15} \text{ sec}^{-1}$$

(対応波長は約 2000 Å)

$$\omega_p = 1.8 \times 10^{16} \text{ sec}^{-1}$$

と求まる。

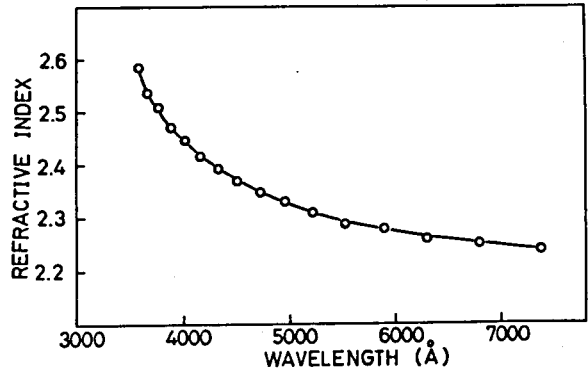


図 3.15 Nb_2O_5 膜の屈折率分散特性

3.6 変調器の製作

3.6.1 変調器用 Nb_2O_5 薄膜導波路の作成

変調特性は基板の屈折率、薄膜の屈折率および厚さにより、大きく変化する。そこで実測した LiTaO_3 基板の屈折率を用いて、薄膜の屈折率、厚さに対する変調効率を計算した。変調電界 $3\text{V}/\mu\text{m}$ での結果を図 3.16 に示す。図中斑点領域で 40 dB/cm 以上の変調効率が得られる。破線以下は導波モードのカットオフ領域であり、斑点領域より上では TE 導波モードの規格化伝搬定数が n_{co} より大きくなるため、変調

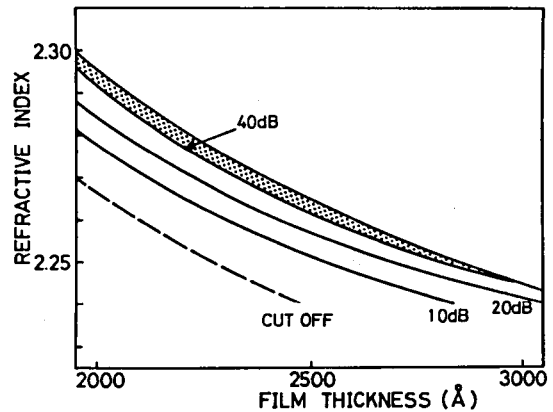


図 3.16 薄膜の屈折率、厚さに対する変調効率

は行なえない。破線で示したカットオフ点から右上にいくほど変調効率は高まるが、最大となった後急激に減少し、零となる。そのため膜厚、屈折率の設定誤差を考慮して、変調効率 40 dB/cm を表わす斑点領域の左端付近の屈折率、膜厚を持つ変調器の実現を図る。変調効率の最大値は、図 2.7 より屈折率 2.265 の薄膜で得られることから、作成する薄膜の目標値を、ターゲット押えを用いない場合は屈折率 2.265、膜厚 2450 Å とした。しかしターゲット押えを用いる場合はあまり高い屈折率が期待できないので、屈折率 2.260、膜厚 2550 Å とした。上記の目標値を得るためのスパッタ条件は、図 3.9、3.10 よりターゲット押えを用いる場合、ガス圧力 1.0 Pa、スパッタ時間 17 分、ターゲット押えを用いない場合、ガス圧力 4.0 Pa、スパッタ時間 22 分となる。

しかしながら、上記の条件で作成した導波路の伝搬定数を測定したところ、ターゲット押えを用いた場合は 2.1765、用いない場合は 2.1877 と屈折率、膜厚の目標値から予想される値 2.1807 に対して大きくずれた。これは、得られる膜の屈折率が予想値より、ターゲット押えを用いる場合低く、用いない場合高くなったためと考えられる。この原因は不明であるが、膜屈折率のずれは、以後の変調実験結果からも間接的に確かめられる。

作成すべき導波路は、 TE_0 のみのシングルモード導波路で、膜の屈折率と厚さを独立に測定できないため、スパッタ時間ののみを変えて規格化伝搬定数が n_{os} から n_{es} までの範囲に入るよう調節し、変調器用導波路を得た。表 3.4 に作成導波路のスパッタ時間と規格化伝搬定数を示す。変調特性の比較のため、試料(6)は図 3.16 の斑点領域の少し上側にくるよう、試料(7)ははるか右下側にくるよう設定したものである。

3.6.2 伝搬損失

伝搬損失は、前節と同様、プローブ法による測定が行えなかったため、2プリズム法を用いて求めた。図 3.17 の傾きより 5.2 ± 0.3 dB/cm である。膜厚が $1 \mu\text{m}$ ある導波路の 1.3 dB/cm と比べて、約 4 dB/cm 損失が増加しているが、これは膜厚が約 $1/4$ に減ったため、 TE_0 モードがカットオフ側に近づき、薄膜-基板境界面にある凹凸の影響を受け易くなったためである。この導波路は、ターゲット押えを用いて作成したものであるが、他導波路の光伝搬の様子もこれと同程度である。

3.6.3 変調用電極

一定の変調電界強度 (例えば $3 \text{ V}/\mu\text{m}$) を得るに必要な電圧を下げるためには、電極間隔

表 3.4 作成した変調器用導波路

	No	スパッタ時間	伝搬定数 β/k_0
A	1	18 分	2.1785
	2	19 分 30 秒	2.1816
B	3	17 分 45 秒	2.1795
	4	17 分 50 秒	2.1799
	5	17 分 45 秒	2.1809
	6	18 分 30 秒	2.1823
C	7	28 分 50 秒	2.1790

A : ターゲット押えあり 目標屈折率 2.260
 B : ターゲット押えなし 目標屈折率 2.265
 C : ターゲット押えなし 目標屈折率 2.220

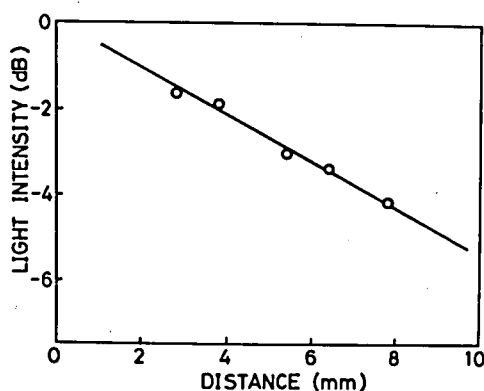


図 3.17 2プリズム法による伝搬損失の測定
直線の傾きより伝搬損失 5.2 dB/cm

は狭い方がよい。また、変調度を上げるためには電極長が長い方がよい。しかし導波路がスラブ構造であるため、導波光は膜面内でガウスビームとなり、回折による広がりを持つ。このため電極間隔を狭くする場合には電極長を短く、電極長を長くする場合には間隔を広くとる必要がある。例えば電極長を5mmとする場合、屈折率2.265の媒質中では5mm区間でガウスビームを図3.18の形状まで絞ることができる。同図を参考にして、変調用コプレーナ電極の寸法を、間隔50 μ m、幅50 μ m、長さ5mmとした。この電極では、変調効率を計算する際に用いた変調電界の基板への浸み込み度を示すパラメータ D （式(2.18)参照）の値は $D/\lambda \cong 100$ となる。また、附録Cより、電極容量の計算値は1.59 pFである。

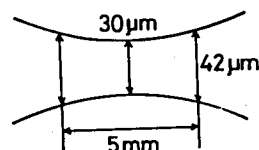


図 3.18 ガウスビームの形状

パターン化にはリフトオフ法を用い、100 \AA Cr+1000 \AA Alの電極を作成した。使用フォトマスクの違いにより、表3.4の試料(3)~(7)については長さが4.7mm間隔が55 μ mとなった。電極容量をベクトルインピーダンスメーターで測定したところ、Agペースト、Au線を電極に付けた状態の変調器全体としては2.7 pFであった。電極のみでは1.8 pFの容量があった。理論計算値1.59 pFよりわずかに高いがNb₂O₅膜、ボンディングパットの影響と思われる。

集中定数型動作をさせる場合の周波数帯域幅 $\Delta f = (2\pi \cdot R_s // R_L \cdot C)^{-1}$ 〔附録D参照〕は、 $R_s = R_L = 50 \Omega$ 、 $C = 1.8 \text{ pF}$ とすると $\Delta f = 3.5 \text{ GHz}$ となる。また $C = 2.7 \text{ pF}$ とすると $\Delta f = 2.4 \text{ GHz}$ である。数枚の試料に直流電圧を加えて絶縁破壊電圧を調べたところ、550~600 Vであった。従って400 V程度までなら安全に印加することができる。

3.7 変調特性の測定

3.7.1 測定系

測定系のブロックダイアグラムを図3.19に示す。光の入出力は約7mmの間隔に置いたルチルプリズムで行なう。プリズムの光学軸は陵と平行であり、強い異方性のためプリズムを通るTE波とTM波は空間的に分離され、モードフィルターの役割を果している。He-Neレーザーからの光は、焦点距離

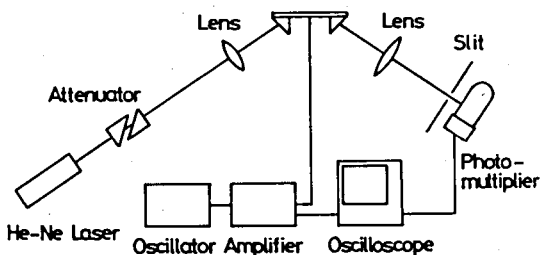


図 3.19 変調特性の測定系

57 mmのレンズで最小スポットサイズ 30 μm に絞られており、電極中央部にビームウエストが来るように変調器が配置されている。出力プリズムから出射するTE₀モードのmラインは、その大部分をレンズで絞り、スリットにより余分な光を除いて受光器（フォトマル）で検出する。

使用したレーザー光には、高周波の雑音成分が多く含まれていたため、受光器の時定数を大きくし、変調電圧には 500 Hz の正弦波（波高値 0～400 V）を用いた。変調度は、変調電圧と受光器出力電圧波形をオシロスコープで観測することにより測定した。

直流電界による変調も試みたが、導波路に「光損傷」というべき現象が生じるため、変調信号として用いることができなかった。この現象は、出力光強度が直流電界印加中にドリフトし、電界を取り去っても元の値に回復しないというものである。直流電界印加中にmラインを観察したところ、強度分布がゆるやかに変化しており、導波路の屈折率が不均一に変化していることが予想される。この光損傷は、変調信号の周波数が 100 Hz 程度以上では、まったく認められなかった。直流電界とレーザー光照射により同様の光損傷が生じる現象は、バルク形変調器でも報告されている⁽⁴⁾。

この変調素子は膜面方向に光の閉じ込めがないために、光ビームの位置に対する素子のセッティングが、変調特性に大きく影響する。そのため素子の位置決めは、細心の注意を払って行なった。

3.7.2. 測定結果

印加電圧 250 V 及び 400 V における変調度（消光比）を表 3.5 に示す。約 250 V の電圧印加時に、電極中央部での電界強度が理論計算に用いた 3 V/ μm となる。これらのうち、最も変調度の高かった試料(5)について、変調電圧と変調度の関係を図 3.20 に示す。加える電圧の極性により変調度が異なり、出力光が増加する場合も生じている。これは 2.4 節で検討した

表 3.5 変調特性

No	規格化 伝搬定数 β/k_0	変 調 度 (dB)			
		250 V		400 V	
1	2.1785	0.4	0.1	1.0	0.7
2	2.1816	0.9	0.7	2.2	1.5
3	2.1795	6.9	6.2	14.5	13.4
4	2.1799	6.4	5.5	14.7	13.2
5	2.1809	9.0	6.8	21.0	17.7
6	2.1823	0.3	0.2	1.2	0.9
7	2.1790	0.1	0.1	0.3	0.3

ように LiTaO₃ 基板の光学軸の方向が、膜面に垂直な方向からわずかにずれており、変調電界以外に結晶軸のずれによっても導波-放射モード結合が生じているためと思われる。例えば伝搬方向と垂直な面内で結晶軸がわずかに θ だけ傾いた (Longitudinal 摂動) とすると、TE 導波- TM 放射モード結合を生じさせる比誘電率の非対角項 ϵ_{xy} は式 (2.24) より

$$\varepsilon_{xy} = (n_e^2 - n_o^2) \theta - n_e^2 n_o^2 r_{51} E_0 \quad (3.4)$$

但し $E_0 = 2V/\pi a$ a : 電極間隔,

V : 印加電圧

である。

図3.20では、電圧35V付近で出力光強度が最大になっており、このとき $\varepsilon_{xy} = 0$ と思われる。これより角度 θ を逆算すれば約 0.5° となる。また、変調度の変化は電圧に対して2次関数で表わされ、これは変調度が印加電界の二乗に比例するという式(2.6)の解析結果と一致している。400V印加時の変調度は21.0 dB、17.7 dB（逆方向電界）であり、それぞれ素子長1cmに換算すると、45 dB/cm、38 dB/cmとなる。オシロスコープで観測された出力波形を図3.21に示す。

さて表3.5より、素子(3)(4)(5)については高い変調が行なえているが、素子(1)(2)(6)(7)の変調度は非常に小さい。TE導波モードの伝搬定数がTM放射モードの存在領域 ($\beta/k_0 \leq 2.1815$) を越えている素子(6)、目標屈折率が2.220と低い素子(7)の結果は理論的予想と一致する。ターゲット押えを用いて作成した素子(1)(2)については、作成時のスパッタ時間が図3.9の生成速度から算出された時間より長く必要であった事、膜の屈折率が低いと同一の伝搬定数値を得るためには厚い膜が必要である事、及び図2.7より屈折率が2.265から高い側にずれても十分な変調効率が得られるが、低い側にずれると変調効率は急激に低下する事、等を考え合わせると、生成膜の屈折率が2.24前後にまで低下しているものと予想される。

今回の研究で得られた変調度(400V印加で21.0 dB/4.7 mm)を、これまでに報告された結果(例えばLeeとWangによる値は、500V印加で2.2 dB/8 mm⁽¹²⁾)と比較すれば、

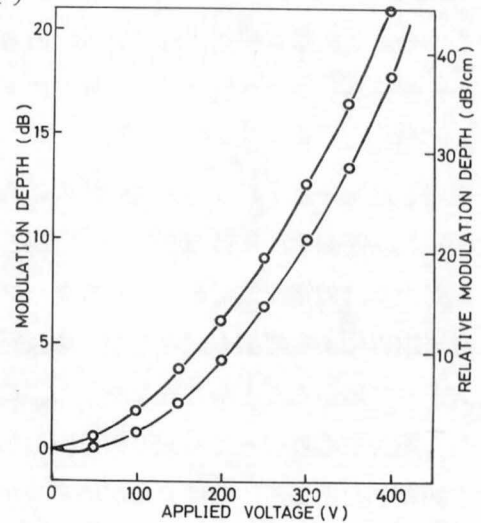


図 3.20 素子(5)の変調特性。印加電圧の極性により変調度が異なる。

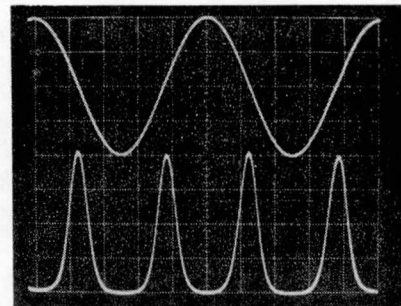


図 3.21 変調電圧（上段、200 V/div）と出力光強度（下段、50 mV/div）。横軸は 0.5 m sec/div

100 倍程度改善されたことになる。しかし、屈折率、膜厚制御の向上を図り、より一層の最適化を行なうことや、チャンネル導波路の導入により更に 100 倍程度の改善は可能と思われる。

3.8 ま と め

本章では RF スパッタリング法により Nb_2O_5 薄膜- LiTaO_3 基板構造の薄膜導波路型変調器を試作し、変調特性を測定した結果について述べた。

変調器製作に先立って、種々のスパッタリング条件の下で Nb_2O_5 膜を作成し、その諸特性を調べた。その結果、 Nb_2O_5 膜はアモルファスであり、 $0.6328\ \mu\text{m}$ における屈折率はスパッタリング条件、主に雰囲気ガスの圧力を変えることにより、2.16 から 2.32 の範囲で調節できることがわかった。 Nb_2O_5 薄膜導波路の TE_0 モードに関する伝搬損失は、コーニング 7059 ガラスを基板に用いた場合、膜厚 $7000\ \text{\AA}$ で $1\sim 2\ \text{dB/cm}$ 、膜厚 $3000\ \text{\AA}$ で $5\sim 10\ \text{dB/cm}$ であり、Z cut LiTaO_3 を基板に用いた場合、膜厚 $1\ \mu\text{m}$ で $1.3\ \text{dB/cm}$ 、膜厚 $0.24\ \mu\text{m}$ で $5.2\ \text{dB/cm}$ となった。膜厚が厚ければ十分低損失な導波路が得られることから、伝搬損失の主な原因は、 Nb_2O_5 膜のバルク損ではなく、 Nb_2O_5 膜境界面の不整による散乱損であることが予想される。基板研磨や洗浄法の改善により、更に低損失な導波路が得られるものと思われる。

変調器用導波路は、薄膜屈折率、厚さのいくつかの組み合わせについて製作した。500 Hz の正弦波信号を、間隔 $55\ \mu\text{m}$ 、幅 $50\ \mu\text{m}$ 、長さ $4.7\ \text{mm}$ のコプレーナ電極に加えて変調特性を測定したところ、高い変調度が期待できるスパッタリング条件で、ターゲット押えを用いずに製作した導波路では、400 V 印加時に $21.0\ \text{dB}$ および $17.7\ \text{dB}$ （逆方向電界）の高い変調度を得た。素子長 $1\ \text{cm}$ に換算すると $45\ \text{dB/cm}$ 、 $38\ \text{dB/cm}$ となる。この結果は従来報告されていた値と比べると 100 倍 ($20\ \text{dB}$) 程度改善されている。しかしながら、理論的予想値の半分程度であり、これは膜の屈折率が 2.265 の目標値より高い側にずれているためと考えられる。膜屈折率、厚さをより正確に制御できれば、更に変調度を高めることが可能である。

参 考 文 献 (第3章)

- (1) 山中, 直江, 石井 “高屈折率光導波路用の $\text{Dy}_2\text{O}_3 - \text{TiO}_2$ 系スパッタ膜”, 信学論(C), **J61-C**, 7, pp. 455-462 (1978).
- (2) R. L. Aagard, “Optical Waveguide Characteristics of Reactive Dc-Sputtered Niobium Pentoxide Films”, Appl. Phys. Lett., **27**, 11, pp. 605-607 (1975).
- (3) R. H. Deitch, E. J. West, T. G. Giallorenzi and J. F. Weller, “Sputtered Thin Films for Integrated Optics”, Appl. Opt., **13**, 4, pp. 712-715 (1974).
- (4) 中原, 宮崎, 赤尾, “RF スパッタリング法によるチューナブル光方向性結合器用 Nb_2O_5 薄膜の作製とその特性”, 信学技報, OQE 78-57 (1978).
- (5) R. L. Davis, “RF Sputtered Thin Film Niobium Pentoxide for Integrated Optics”, presented at the Amer. Vac. Soc. Meeting, Scottsdale, AZ, 1981.
- (6) S. J. Ingray and W. D. Westwood, “Birefringent Waveguides Prepared by Reactive Sputtering of Niobium in $\text{O}_2 - \text{N}_2$ Mixtures”, Appl. Opt., **15**, 3, pp. 607-609 (1976).
- (7) W. Kern and D. A. Puotinen, “Cleaning Solutions Based on Hydrogen Peroxide for Use in Silicon Semiconductor Technology”, RCA Rev., **31**, 6, pp. 187-206 (1970).
- (8) G. B. Brandt, E. P. Supertzi and T. Henningsen, “Substrate Cleaning for Integrated Optical Waveguides”, Appl. Opt., **12**, 12, pp. 2898-2900 (1973).
- (9) Z. Y. Yin and B. K. Garside, “Low-loss GeO_2 Optical Waveguide Fabrication Using Low Deposition Rate RF Sputtering”, Appl. Opt., **21**, 23, pp. 4323-4328 (1982).
- (10) H. Terui and M. Kobayashi, “Refractive-Index-Adjustable $\text{SiO}_2 - \text{Ta}_2\text{O}_5$ Films for Integrated Optical Circuits”, Appl. Phys. Lett., **32**, 10, pp. 666-668 (1978).
- (11) F. S. Chen, “Optically Induced Change of Refractive Indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 ”, J. Appl. Phys., **40**, 8, pp. 3389-3396 (1969).
- (12) Y. K. Lee and S. Wang, “Electrooptic Guided-to-Unguided Mode Converter”, IEEE, J. Quantum Electron., **QE-12**, 5, pp. 273-281 (1976).

第4章 拡散導波路型変調器の解析

4.1 序

これまでの理論および実験は、屈折率分布がステップ状の薄膜導波路を用いた変調器に関するもので、素子の試作をスパッタリング法により行なった。スパッタリング法では作成条件により薄膜導波層の屈折率、厚さを大幅に調節できるという利点はあるが、伝搬損失が少なく、チャンネル導波路化が容易であるという点では金属拡散法による素子の製作が有利である。実際、現在広く検討されている光集積回路素子は、金属拡散によって得られた LiNbO_3 、 LiTaO_3 導波路を用いたものが多い。そこで本研究でもそのような導波路を用いて高効率な導波-放射モード結合型変調器の実現を図った。

拡散導波路型変調器の特性を解析するためには、まず拡散導波路のモード解析を行なう必要がある。拡散導波路のようなグレーデッドインデックス構造の伝搬特性を解析的に解くことは一般には困難であり、そのため従来よりいくつかの数値解析法が提案されてきた。最も一般的な方法は、WKB法⁽¹⁾、光線近似法⁽²⁾であろう。これらは固有値方程式がわかり易い形式で与えられ、見通し良く計算することができる。しかし、幾何光学的な考え方であるため、低次モードやカットオフの近傍では誤差が大きい。本研究では単一モード導波路での変調を考えているため、単一モード領域で伝搬定数、界分布を正確に求める必要がある。この目的にかなう方法として、ここでは Helmholtz 方程式の直接数値解法と横共振法の2つを初めて試み、満足のいく結果を得た。

直接数値解法は、二階同次線型微分方程式である Helmholtz 方程式を境界値問題として数値的に解く方法で、計算機ライブラリ中の微分方程式解法プログラム等を利用して、導波モード、放射モードとも極めて高精度な数値解を簡単な手順で求めることができる。横共振法は導波路の厚み方向をみて導波光のイミタンスを考えたとき、等価的な共振回路が構成されているとみなし、その共振条件より固有値を決定する方法である。この方法は直接数値解法と同じく厳密な解法であり、かつ WKB 法、光線近似法と似た形式の固有値方程式が得られ、その物理的根拠が明確で見通しが良い。横共振法では電磁界のイミタンスに注目するが、イミタンスは波動関数とその一階微分との比で表わされるため、Maxwell (Helmholtz) 方程式よりイミタンスに関する Riccati の微分方程式が導びかれる。これより固有値方程式は一階の微分方程式となるため、特に伝搬定数のみを求める場合は計算時間も短く、適している。しかし、界分布まで求めるためには、更に一階の微分方程式を解く必要がある。直接

数値解法、横共振法ともに任意の屈折率分布に適用することができ、横共振法は異方性拡散導波路にも拡張して使用することができる⁽³⁾。

本章では第2節で直接数値解法、第3節で横共振法について説明する。拡散導波路型変調器の変調効率、導波路を伝搬するモードの界分布、伝搬定数が求まれば第2章と同様に結合モード理論を用いて計算することができる。そこで第4節では拡散導波路型導波一放射モード変調器の高効率化について考察し、Nb 拡散 LiTaO₃ 導波路を用いれば非常に緩やかな製作精度要求の下で高い変調効率を得られることを示す。

4.2 直接数値解法による拡散導波路のモード解析

4.2.1 拡散導波路の Helmholtz 方程式

解析の対象とする拡散導波路の構造と座標系を図 4.1 に示す。誘電体結晶は $x > 0$ の空間を占めており、金属の拡散などのため、図 4.2 のごとく表面付近の屈折率が増加し、導波層を形成している。 $x < 0$ は屈折率一定の領域であり、ここでは空気を考える。また導波路の材質は x 方向のみに依存し、光の伝搬方向は z 方向である。誘電体結晶の主軸方向は座標軸方向と一致するものとする。このとき比誘電率テンソルは対角項のみから成り、導波路の固有モードは TE, TM の直交モード群に分離される。

TE, TM 各モード群に関する Maxwell 方程式は、 z 方向伝搬定数を β として次のようになる。

$$\text{TE} \begin{cases} j\beta E_y = -j\omega\mu_0 H_x & (4.1) \\ \frac{d}{dx} E_y = -j\omega\mu_0 H_z & (4.2) \\ -j\beta H_x - \frac{d}{dx} H_z = j\omega\epsilon_0 \epsilon_y E_y & (4.3) \end{cases}$$

$$\text{TM} \begin{cases} j\beta H_y = j\omega\epsilon_0 \epsilon_x E_x & (4.4) \\ \frac{d}{dx} H_y = j\omega\epsilon_0 \epsilon_z E_z & (4.5) \\ -j\beta E_x - \frac{d}{dx} E_z = -j\omega\mu_0 H_y & (4.6) \end{cases}$$

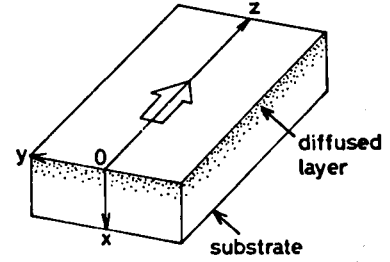


図 4.1 拡散導波路と座標系

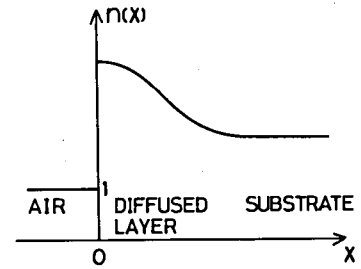


図 4.2 拡散導波路の屈折率分布

以後の議論において、波数の次元をもつ量は自由空間波数 $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ で割って正規化し、距離の次元をもつ量は k_0 をかけて正規化することがあり、正規化された量はハット“ $\hat{}$ ”をつけて区別する。

式(4.1)～(4.6)より、次の Helmholtz 方式が得られる。

$$\text{TEモード} \quad \frac{d^2 E_y}{d\hat{x}^2} + (\epsilon_y - \hat{\beta}^2) E_y = 0 \quad (4.7)$$

$$\text{TMモード} \quad \frac{d}{d\hat{x}} \left(\frac{1}{\epsilon_z} \frac{dH_y}{d\hat{x}} \right) + \left(1 - \frac{\hat{\beta}^2}{\epsilon_x} \right) H_y = 0 \quad (4.8)$$

式(4.7)(4.8)より、解くべき微分方程式の一般形は次の二階同次線型微分方程式

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + P(x) \frac{dy}{dx} + Q(x) y = 0 \quad (4.9)$$

となり、導波路のモード解析は、微分方程式(4.9)を適当な初期条件または境界条件の下で解くという問題に帰着する。式(4.9)の数値解析法には、ルンゲクッタ法、ミラン法、差分近似法などがあるが、本研究では精度、計算時間を考慮してミラン法を採用した。

4.2.2 Helmholtz 方程式の数値解法

(1) 導波モード

式(4.9)において適当な初期条件が定まれば、任意の β について解が求まるわけであるが、導波モードの場合、次の制約条件が存在する。

$$\lim_{x \rightarrow \infty} y = 0$$

従って、上式に適合するように伝搬定数 β を定めなければならない。

パラメータを伝搬定数 β として、式(4.9)の解の振舞を図4.3に示す。図中、解1は β が真の値より大きい場合で、解2は小さい場合である。そこで、 β を適当に変化させて解3に収束したとき、これを求める電磁界分布とし、その時の β を真の伝搬定数として採用する。なお、図4.3は0次モードの場合であるが、1次以上のモードについてもまったく同様である。

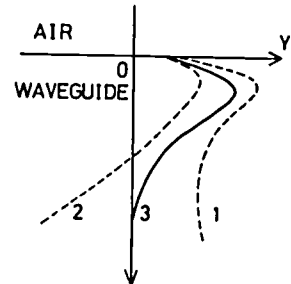


図4.3 微分方程式(4.9)の解の振舞

初期条件については、 $x < 0$ の空気領域における電磁界分布が指数関数的に減少する形として解析的に求まるので、この解との境界条件により求められる。さらに、結合モード理

論を用いる際には、電磁界分布の振幅を規格化する必要があるが、これは z 方向伝送電力が常に一定値 P となるように行なった。

以下、TE モード、TM モードについて、初期条件と規格化の式を示すと次のようになる。

$$\text{TE モード} \quad \text{初期条件} \quad E_y|_{x=0} = A \text{ (定数)}, \quad \frac{dE_y}{d\hat{x}}|_{x=0} = -A \sqrt{\hat{\beta}^2 - 1} \quad (4.10)$$

$$\text{規格化} \quad P = \frac{1}{2} \frac{\hat{\beta}}{\omega \mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 d\hat{x} \quad (4.11)$$

$$\text{TM モード} \quad \text{初期条件} \quad H_y|_{x=0} = A \text{ (定数)}, \quad \frac{dH_y}{d\hat{x}}|_{x=0} = -A \epsilon_z \sqrt{\hat{\beta}^2 - 1} \quad (4.12)$$

$$\text{規格化} \quad P = \frac{1}{2} \frac{\hat{\beta}}{\omega \epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\epsilon_x} |H_y|^2 d\hat{x} \quad (4.13)$$

(2) 放射モード

放射モードに関しては、伝搬定数 β は連続な値を取り、その範囲により $1 \leq \beta/k_0 \leq n_s$ (n_s : 基板の屈折率) の基板放射モードと、 $0 \leq \beta/k_0 \leq 1$ の空気放射モードとに分類される。ここでは伝搬定数が導波モードのそれに近く、導波モードとの結合が容易な基板放射モードのみを取り上げる。この場合、初期条件に関しては導波モードと同じであるが、規格化に関しては $x \rightarrow \infty$ における解の振幅の波高値が次式に示す値をとるように行なう⁽⁴⁾。

$$\text{TE モード} \quad \text{規格化} \quad E_y|_{\max} = 2 \sqrt{\frac{\omega \mu_0 P}{\pi \beta}} \quad (4.14)$$

$$\text{TM モード} \quad \text{規格化} \quad H_y|_{\max} = 2 \sqrt{\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_y P}{\pi \beta}} \quad (4.15)$$

4.2.3 数値例 — 精度の評価 —

(1) 導波モード

屈折率分布が指数関数で表わされる場合、TE 導波モードについては式 (4.7) は解析的に解け、厳密解が得られる⁽⁵⁾。そこで本数値解法によって得た界分布、伝搬定数の値をこの厳密解と比較し、精度の評価を行なう。

計算モデルには Nb 拡散 Z cut LiTaO₃ 導波路を取り上げる。この導波路では Nb 拡散層は LiNbO₃ と LiTaO₃ の混晶になっていると考えられ⁽⁶⁾、導波路表面での混晶比を Nb : Ta = $m : 1 - m$ とすれば、導波路の屈折率分布は

$$n_o(x) = n_o^{\text{LT}} + \Delta n_o f(x/d) \quad \Delta n_o = (n_o^{\text{LN}} - n_o^{\text{LT}}) m \quad (4.16)$$

$$n_e(x) = n_e^{\text{LT}} + \Delta n_e f(x/d) \quad \Delta n_e = (n_e^{\text{LN}} - n_e^{\text{LT}}) m \quad (4.17)$$

で表わされる。ここでLT, LNはそれぞれLiTaO₃, LiNbO₃ の略称であり, $f(x/d)$ は屈折率の分布関数で, 今回の計算では

$$f(x/d) = \exp(-x/d) \quad (4.18)$$

である。LiNbO₃, LiTaO₃ の屈折率値は附録Aにまとめて示す。

混晶比 $m = 0.1$ ($\Delta n_o = 0.0112$, $\Delta n_e = 0.0026$ となる), 拡散深さ $d = 2.5 \mu\text{m}$ の場合, 本解析法で求めた電界 E_y の分布を図4.4に示す。なお, 微分方程式(4.7)を解く際のキザミは $1/50 \mu\text{m}$ とした。深さ $x = 1, 2, 4, 8 \mu\text{m}$ における厳密解との比較が表4.1である。ただし振幅は規格化しておらず, $x = 0 \mu\text{m}$ の値を1にそろえたものである。両者はほとんどの場合, 小数点以下6桁目まで一致しており, 本解析法の計算精度が高いことを示している。

表4.2にはいくつかの拡散深さにおける規格化伝搬定数 β/k_0 の比較を示す。拡散深さ d の値により誤差が変化するのを防ぐため, キザミは \sqrt{d} に比例して変化させている。
 $d = 0.54 \mu\text{m}$ を除き, いずれも相対誤差 2×10^{-12} 以下で求まっている。伝搬定数におけるこのような高い精度が, 界分布を所定の範囲に収束させるために必要となる。カットオフのごく近傍である $d = 0.54 \mu\text{m}$ では, 電磁界が基板深くまでしみ出すため, 多少精度は悪化しているが, それでも相対誤差は 6×10^{-9} であり, 実用上ほとんど問題ない。

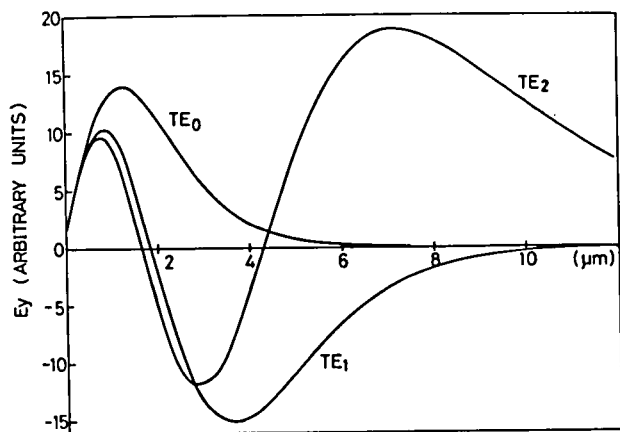


図4.4. TE導波モードの電界分布

表4.1 直接数値解法による解と厳密解との比較
(界分布について)

$x (\mu\text{m})$	m	厳密解	直接数値解法による解
1.0	0	13.491968	13.491968
	1	9.893853	9.893853
	2	8.579035	8.579034
2.0	0	11.093926	11.093926
	1	-2.553113	-2.553113
	2	-5.522529	-5.522529
4.0	0	2.044598	2.044599
	1	-14.529596	-14.529596
	2	-3.512202	-3.512202
8.0	0	0.014456	0.014459
	1	-1.810227	-1.810227
	2	17.962546	17.962545

表 4.2 直接数値解法による解と厳密解との比較（規格化伝搬定数 β/k_0 について）

$d (\mu\text{m})$	m	厳密解	直接数値解法による解	相対誤差
0.54	0	2.176005324030	2.176005311820	5.5×10^{-9}
0.60	0	2.176083287979	2.176083287978	4.6×10^{-13}
1.00	0	2.177318754183	2.177318754180	1.3×10^{-12}
2.50	0	2.180550314362	2.180550314358	1.9×10^{-12}
	1	2.177497073279	2.177497073282	1.5×10^{-12}
	2	2.176244198181	2.176244198183	1.2×10^{-12}

(2) 放射モード

放射モードに関しては、屈折率分布を有する基板中での電磁界分布の厳密解は得られていない。しかし式 (4.9) の解は、屈折率変化がほとんどなくなった基板深部では次式のように三角関数で表わされる。

$$y = A \cos (\sqrt{Q(\infty)} x + \varphi) \quad (4.19)$$

従って、数値解析により得られる解が、基板の深い所で周期 $2\pi/\sqrt{Q(\infty)}$ を満たし、かつ振幅が一定値に収束しているかを確かめればよい (図 4.5)。TM 放射モードにおける比較を表 4.3 に示す。計算例は導波モードで取り上げたモデル導波路で、屈折率分布関数をガウス関数

$$f(x/d) = \exp \{ -(x/d)^2 \} \quad (4.20)$$

に選び、表面での混晶比 $m = 0.1$ 、拡散深さ $d = 1.7 \mu\text{m}$ 、規格化伝搬定数 $\beta/k_0 = 2.180$ を用いた。

この結果より、振幅についてはほぼ 4×10^{-6} の相対誤差、周期に関しては半周期約 4.8

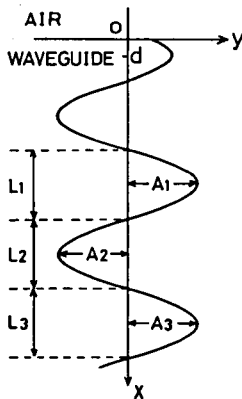


図 4.5 式 (4.9) の解の様子
(放射モードの場合)

表 4.3 放射モード電磁界分布の精度評価

振 幅	半 同 期
$A_1 = 1.000000$	$L_1 = 4.802196$
$A_2 = 0.999997$	$L_2 = 4.802203$
$A_3 = 0.999996$	$L_3 = 4.802203$
	厳密解 = 4.802200

μm に対して $4 \times 10^{-6} \mu\text{m}$ 以内の誤差であり、放射モードの解においても高い精度が得られている。

(3) 計算例

これまでの検討により、本数値解析法は十分な精度を有することが確認できた。それゆえ屈折率分布を表わす $f(x/d)$ が、ガウス関数や補誤差関数等、電磁界分布が解析的に定まらない構造でも、本解析法が厳密な数値解を与えるものとしてよいであろう。そこで $f(x/d)$ を拡散導波路として最も一般的なガウス関数とし、表面での混晶比 $m = 0.1$ のモデル導波路について、拡散深さ d に対し規格化伝搬定数 β/k_0 を計算した。TE モードの結果を図 4.6 に、TM モードの結果を図 4.7 に示す。比較のために光線近似法により求めた値を図中に破線で示した。予想通り低次モードほど、またカットオフに近づくほどずれが目立つ。従って単一モード導波路の精密な解析には光線近似法は用いられず、本数値解析法や次節の横共振法等を用いることが必要になる。

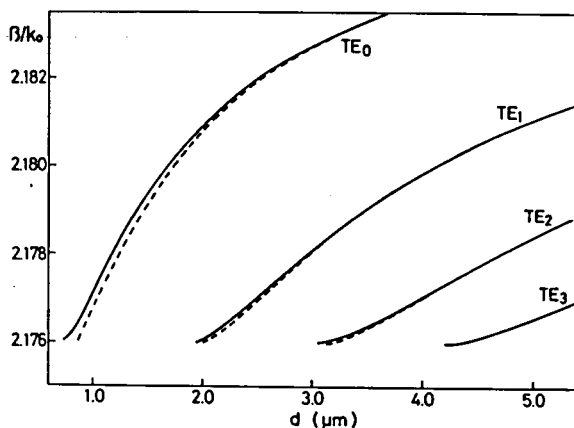


図 4.6 拡散深さ d に対する TE 導波モード規格化伝搬定数 β/k_0
破線は光線近似法による結果

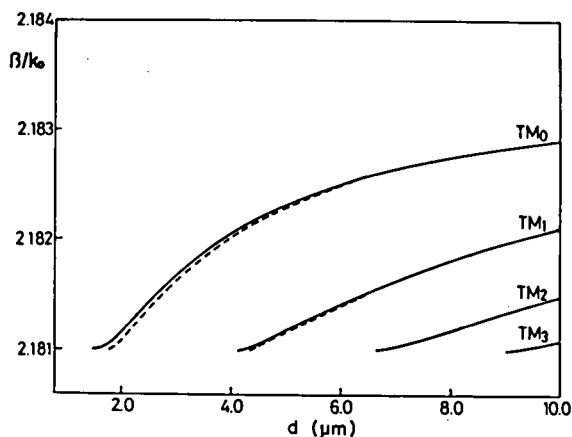


図 4.7 拡散深さ d に対する TM 導波モード規格化伝搬定数 β/k_0
破線は光線近似法による結果

4.3 横共振法による拡散導波路のモード解析

4.3.1 固有値方程式の導出

解析する対象および座標系は前節とまったく同じである。ただし屈折率分布が変化する領域を $0 < x < D$ として、 $x < 0$, $x > D$ では一定の屈折率を持つものとする。実際の導波路では、 D を拡散深さ d の 10 倍程度に選べばこの仮定は成立する。構造は y 方向に一様なので、

この方向に電磁界は変化しないとすると、電磁波の進行方向は $z-x$ 平面と平行である。屈折率は x 方向にのみ変化するので、この導波路は z 方向には特性インピーダンスおよび伝搬定数 β が一定で、 x 方向にはそれらが変化する2次元導波路と考えることができる。この線路を波動が z 方向に伝搬しており、 x 方向に閉じ込められている場合、線路は x 方向に共振しているとみることができるので、ある面 x_1 より $-x$ および x 方向をみたときのサセプタンスまたはリアクタンスの和は零になる。この関係を用いて線路のモード解析を行なう方法が横共振法である。

TEモードの場合、 $-x$ 方向をみたサセプタンスは

$$\hat{B} \equiv \frac{1}{j} \left(-\frac{H_z}{E_y} \right) \zeta_0 = -\frac{1}{E_y} \frac{dE_y}{d\hat{x}} \quad (4.21)$$

となる。ここで \hat{B} は真空中の平面波の特性インピーダンス $\zeta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ で規格化してある。屈折率一定の空気および基板中では \hat{B} は一定であるが、屈折率の変化する領域では \hat{B} も変化し、その様子はMaxwell方程式(4.1)～(4.3)及び式(4.21)より次の微分方程式で与えられる。

$$\frac{d\hat{B}}{d\hat{x}} = \hat{B}^2 + \hat{k}_x^2 \quad \text{ただし} \quad \hat{k}_x^2 = \epsilon_y - \hat{\beta}^2 \quad (4.22)$$

共振条件は、ある面において、それ以下の領域から追跡して来た \hat{B} の値と、それ以上の領域から追跡して来た \hat{B} の値とが等しくなる条件である。従って式(4.22)により \hat{B} の追跡を行なうわけであるが、 \hat{B} の値は無限大に発散することがあるのでこのままでは扱いにくい。そこで位相角 θ を導入して次のような書き換えを行なう。

$$\hat{B} = C \tan \theta \quad (4.23)$$

ここで C は \hat{x} に依存しない任意定数である。上式を用いて式(4.22)は次のように表わせる。

$$\frac{d\theta}{d\hat{x}} = C \sin^2 \theta + \frac{\hat{k}_x^2}{C} \cos^2 \theta \quad (4.24)$$

先の共振条件は、ある面での θ の値が、上の領域からの追跡と下の領域からの追跡とで等しいか、もしくは $m\pi$ だけ異なることである。基板中および空気中での界分布は

$$E_y = \begin{cases} \exp(-\hat{\tau}_s \hat{x}) & \hat{\tau}_s^2 = \hat{\beta}^2 - \epsilon_y \\ \exp(\hat{\tau}_c \hat{x}) & \text{但し} \quad \hat{\tau}_c^2 = \hat{\beta}^2 - 1 \end{cases} \quad (4.25)$$

$$\quad \quad \quad \text{但し} \quad \hat{\tau}_c^2 = \hat{\beta}^2 - 1 \quad (4.26)$$

と表わせるから $\theta(0)$ 、 $\theta(\hat{D})$ は式(4.21) (4.23) (4.25) (4.26)より

$$\theta(0) = -\tan^{-1}(\hat{\tau}_c/C) \quad (4.27)$$

$$\theta(\hat{D}) = \tan^{-1}(\hat{\tau}_s/C) \quad (4.28)$$

となること、及び

$$\theta(\hat{D}) = \theta(0) + \int_0^{\hat{D}} \left(\frac{d\theta}{d\hat{x}} \right) d\hat{x} \quad (4.29)$$

と書けることに注意し、 $\hat{x} = \hat{D}$ の面で共振条件を考えると次の固有値方程式が得られる。

$$\theta(\hat{D}) + m\pi = \theta(0) + \int_0^{\hat{D}} \left(\frac{d\theta}{d\hat{x}} \right) d\hat{x} \quad (4.30)$$

つまり

$$2 \int_0^{\hat{D}} \left(\frac{d\theta}{d\hat{x}} \right) d\hat{x} - 2 \tan^{-1} \left[\frac{\hat{r}_c}{\hat{k}_{x(0)}} \right] - 2 \tan^{-1} \left[\frac{\hat{r}_s}{\hat{k}_{x(0)}} \right] - 2m\pi = 0 \quad (4.31)$$

$$\text{但し} \quad \frac{d\theta}{d\hat{x}} = k_{x(0)} \left[\sin^2 \theta + \frac{\hat{k}_{x(x)}^2}{\hat{k}_{x(0)}^2} \cos^2 \theta \right] \quad (4.32)$$

$$\theta(0) = - \tan^{-1} \left[\frac{\hat{r}_c}{\hat{k}_{x(0)}} \right] \quad (4.33)$$

上式では $c = \hat{k}_{x(0)}$ とおいている。この固有値方程式はモード次数 m を含んでおり、見通し良く計算することができる。また 4. 3. 2 節で明らかになるように、式 (4.31) 中各項の物理的意味も明確に定義できる。

均一薄膜導波路の場合には $\hat{k}_x(\hat{x}) = \hat{k}$ とおけるため、 $d\theta/d\hat{x} = \hat{k}$ であり、式 (4.31) は次のよく知られた固有値方程式になる。

$$2 \hat{k} \hat{D} - 2 \tan^{-1} \left[\frac{\hat{r}_c}{\hat{k}} \right] - 2 \tan^{-1} \left[\frac{\hat{r}_s}{\hat{k}} \right] - 2m\pi = 0 \quad (4.34)$$

次に固有値 (伝搬定数) が求まったことを前提として、界分布を計算する方法を考える。

界分布 E_y を

$$E_y = A \cos \theta \quad (4.35)$$

とおくと、式 (4.21) (4.23) (4.24) より A は次の関係に従う。

$$\frac{dA}{d\hat{x}} = A \hat{k}_{x(0)} \sin \theta \cos \theta \left(\frac{\hat{k}_x^2}{\hat{k}_{x(0)}^2} - 1 \right) \quad (4.36)$$

結局、界分布を計算するには、式 (4.24) での θ の計算と並行して、式 (4.36) を用いて A を計算し、その結果を式 (4.35) に代入すればよい。

TM モードの場合にも、 $-x$ 方向をみたリアクタンス \hat{X} とその位相角 θ 、

$$\hat{X} \equiv \frac{1}{j} \frac{E_z}{H_y} \zeta_0^{-1} = -\frac{1}{\epsilon_z} \frac{1}{H_y} \frac{dH_y}{d\hat{x}} \equiv c \tan \theta \quad (4.37)$$

を考えることにより、TE モードと同様の議論が展開でき、次の固有値方程式が得られる。

$$2 \int_0^{\hat{D}} \left(\frac{d\theta}{d\hat{x}} \right) d\hat{x} - 2 \tan^{-1} \left[\frac{\hat{\gamma}_c}{1} \frac{\varepsilon_z(0)}{\hat{k}_x(0)} \right] - 2 \tan^{-1} \left[\frac{\hat{\gamma}_s}{\varepsilon_z(\hat{D})} \frac{\varepsilon_z(0)}{\hat{k}_x(0)} \right] - 2 m \pi = 0 \quad (4.38)$$

$$\text{但し } \frac{d\theta}{d\hat{x}} = \hat{k}_x(0) \left[\frac{\varepsilon_z(\hat{x})}{\varepsilon_z(0)} \sin^2 \theta + \frac{\varepsilon_z(0)}{\varepsilon_z(\hat{x})} \frac{\hat{k}_x(\hat{x})^2}{\hat{k}_x(0)^2} \cos^2 \theta \right] \quad (4.39)$$

$$\theta(0) = -\tan^{-1} \left[\frac{\hat{\gamma}_c}{1} \frac{\varepsilon_z(0)}{\hat{k}_x(0)} \right] \quad (4.40)$$

$$\hat{k}_x^2 = \varepsilon_z \left(1 - \frac{\hat{\beta}^2}{\varepsilon_x} \right) \quad (4.41)$$

4.3.2 横共振法の物理的解釈

先に横共振の考えにより導びいた固有値方程式(4.31) (4.38)が、物理的にどのような意味を持つものかを考察する。屈折率分布型の導波路は、図4.8に示すように屈折率が変化する領域で特性アドミタンス $Y_c(x)$ 、伝搬定数 $\gamma(x)$ が場所により変化する伝送線路と考えることができる。この線路の共振条件を満足する波が導波モードであり、共振条件を求めるには不均一線路のアドミタンスを追跡する必要がある。図4.8において、点 x から $-x$ 方向を見たときのアドミタンスを $Y(x)$ とおくと、線路の特性アドミタンス $Y_c(x)$ 、伝搬定数 $\gamma(x)$ が x から $x + dx$ の微小区間では $Y_c(x)$ 、 $\gamma(x)$ の一定値を取るものとして、点 $x + dx$ から $-x$ 方向を見たアドミタンスは、伝送線路の公式により

$$Y + dY = Y_c \frac{Y + Y_c \tanh \gamma dx}{Y_c + Y \tanh \gamma dx} \quad (4.42)$$

と書き表わすことができる。上式より伝送線路のアドミタンスに関する Riccati の微分方程式

$$\frac{dY}{dx} = \left[Y_c(x) - \frac{Y(x)^2}{Y_c(x)} \right] \gamma(x) \quad (4.43)$$

を得る。なお、この節ではアドミタンス等に正規化の記号“ $\hat{}$ ”を付けていないが、すべて前節と同様の正規化を行なうものとする。式(4.43)は Maxwell 方程式から直接導びいた式(4.22)と同一の式である。実際、式(4.1) (4.2)より

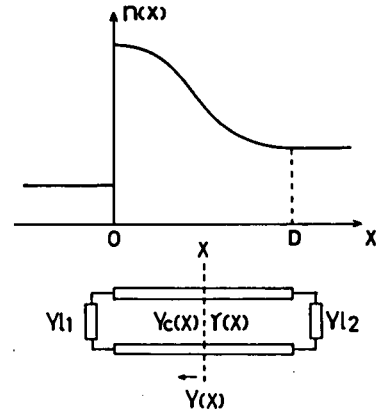


図4.8 屈折率分布型導波路の等価回路表示

$$Y = j\hat{B}, \quad Y_c = \hat{k}_x, \quad r = j\hat{k}_x \quad (4.44)$$

であるから、これらを式 (4.43) に代入すれば式 (4.22) が得られる。

さて、ここで一定の特性アドミタンス Y_0 と伝搬定数 r_0 を持つ別の線路を仮想する。この場合、微分方程式 (4.43) は容易に解けて解は

$$Y_u(x_0) = Y_0 \tanh r_0 (x_0 + x_{oc}) \quad (4.45)$$

である。ただし x_{oc} は積分定数である。式 (4.43) を直接解くかわりに、不均一線路上の波動伝搬を均一線路上の波動伝搬へと写像して、均一線路上で共振条件を求めても良い。そこで式 (4.42) (4.43) に示す不均一線路のアドミタンス $Y(x)$ と、式 (4.45) で表わされる均一線路のアドミタンス $Y_u(x_0)$ が等しくなる条件

$$\begin{cases} Y(x) = Y_u(x_0) \\ Y(x+dx) = Y_u(x_0 + dx_0) \end{cases}$$

から x と x_0 の関係を求めると

$$d r_0 x_0 \equiv j d\theta = \left\{ \frac{Y_c(x)}{Y_0} \cos^2 \theta + \frac{Y_0}{Y_c(x)} \sin^2 \theta \right\} j k_x(x) dx \quad (4.46)$$

が得られる。上式と式 (4.24) を比較すれば、式 (4.24) は仮想線路の特性アドミタンスを $Y_0 = C$ とおき、その線路上に写像した位相角 θ に関する微分方程式となっている。従って固有値方程式 (4.31) では、第1項は面 $x = 0$ から $x = D$ に至る往復の位相推移量を特性アドミタンス $\hat{k}_x(0)$ の仮想線路上で考えた値を表わし、第2項および第3項はそれぞれ面 $x = 0$, $x = D$ における反射位相推移量の仮想線路に換算した値を表わしている。

4.3.3 数値例 - 精度の評価 -

本方法の精度を確認するため、4.2.3 と同様に厳密解が得られる指数関数分布導波路の TE_0 モードについて、厳密解と本方法の結果を比較した。固有値方程式 (4.31) 中の積分には Hamming 法を用い、積分の上限 D は拡散深さの10倍とした。計算した構造は Nb 拡散 Z cut $LiTaO_3$ 導波路で、表面での混晶比 $m = 0.1$ である。求められた分散曲線を図 4.9 に、図中矢印で示した点における厳密解との比較を表 4.4 に示す。カットオフに極めて近いところでも規格化伝搬定数の誤差は 10^{-8} 程度である。

さて拡散導波路の導波モード伝搬定数は、基板屈折率 n_s 、屈折率上昇 δ 、拡散深さ d などの導波路パラメータ値の組み合わせにより種々の値を取り得るが、適切な正規化を行なうと、各パラメータ値の変動に対し変化しない正規化分散曲線を定めることができる⁽²⁾。この分散曲線は伝搬定数の測定値から各パラメータを逆算する際に有用である。

導波路の各パラメータを次式で
正規化する。

屈折率分布

$$n(\hat{x})^2 = n_s^2 + 2 n_s \delta f(\hat{x}/\hat{d}) \quad (4.47)$$

正規化拡散深さ

$$V = \hat{d} \sqrt{2 n_s \delta} \quad (4.48)$$

正規化伝搬定数

$$b = (\hat{\beta}^2 - n_s^2)/2 n_s \delta \quad (4.49)$$

正規化座標

$$\xi = \hat{x}/\hat{d} \quad (4.50)$$

次に弱導波 (weakly-guiding) 近似を導入する。拡散導波路では通常、屈折率上昇値 δ は基板屈折率 n_s と比べて十分小さいので、 $\delta/n_s \rightarrow 0$ の近似を行なうわけである。これにより TE の固有値方程式 (4.31), TM の固有値方程式 (4.38) とともに面 $x = 0$ における反射移相推移量を表わす左辺第 2 項は π で置き換えられ、両式はいずれも次のように書き換えられる。

$$2 \int_0^\infty \left(\frac{d\theta}{d\xi} \right) d\xi - 2 \tan^{-1} \sqrt{\frac{b}{1-b}} - (2m+1)\pi = 0 \quad (4.51)$$

$$\text{但し } \theta(0) = -\frac{\pi}{2} \quad (4.52)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = V \sqrt{1-b} \left[\sin^2 \theta + \frac{f(\xi) - b}{1-b} \cos^2 \theta \right] \quad (4.53)$$

結局、 $\delta/n_s \rightarrow 0$ の極限では $b-V$ 曲線 (正規化分散曲線) が偏波によらず一意的に決まる。図 4.10 に屈折率がガウス分布、 $f(\xi) = \exp(-\xi^2)$ の場合の計算結果を示す。

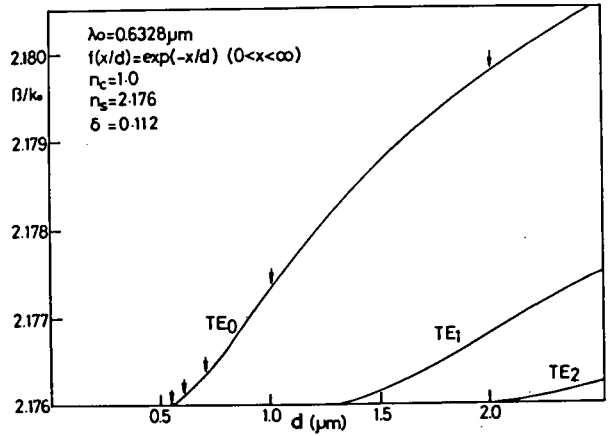


図 4.9 指数関数分布導波路における拡散深さ d に対する TE 導波モードの規格化伝搬定数 β/k_0

表 4.4 横共振法による解と厳密解との比較
(規格化伝搬定数 β/k_0 について)

$d(\mu\text{m})$	規格化伝搬定数 β/k_0	
	厳密解	横共振法による解
0.54	2.176005324	2.176005309
0.60	2.176083288	2.176083278
0.70	2.176334705	2.176334711
1.00	2.177318754	2.177318762
2.00	2.179778233	2.179778218
4.00	2.182017510	2.182017518
6.00	2.183079382	2.183079388

4.4 変調効率の計算

拡散導波路を伝搬するモードの界分布、伝搬定数が、直接数値解法もしくは横共振法により求まるため、結合モード解析を行なって導波-放射モード結合型変調器の変調効率を計算することができる。厳密な解析は2.2.2節のように有限の厚さの基板層を考え、放射モードを量子化することにより行なえる。しかし、この場合、基板導波モードへと量子化された放射モードを50～100個計算する必要があるため、計算時間が長くなり実用的でない。そこで今回は、附録Bに示す近似解法を採用した。この方法では導波モードと、それに位相整合の取れた放射モードのみから変調効率を計算する。解の精度も比較的高く、変調効率60dB/cm以下では厳密解と一致しており、

変調効率100dB/cm以上の領域でも Marcuseの近似解(2.6)のように発散することもない⁽⁷⁾。

さて、薄膜導波路型変調器では $\text{Li}(\text{Nb}_{0.1}, \text{Ta}_{0.9})\text{O}_3$ 薄膜-LiTaO₃基板構造で高い変調効率を得られた。これより、4.2, 4.3節で計算モデルとして取り上げたNb拡散LiTaO₃導波路において高効率変調を行なえることが予想される。LiTaO₃が弱い正結晶であるのに対し、LiNbO₃は負結晶であるため、Nb拡散LiTaO₃導波路ではNbの拡散量により拡散層($\text{LiNb}_m, \text{Ta}_{1-m}\text{O}_3$)の異方性を調整することができる。従って、屈折率分布が階段状か連続的变化かという違いはあるが、2.2.3節で求めた高効率変調器の条件「薄膜層が屈折率2.265以下の弱い負結晶」を満足する導波路が製作可能である。そこでNb拡散LiTaO₃導波路における変調効率を、導波路表面での混晶比 m をパラメータとして計算した。拡散層の屈折率は式(4.16) (4.17)で与え、屈折率の分布関数 $f(x/d)$ は、ガウス関数とした。また、変調電界は第2章と同様に式(2.18)で近似し、 $E_0 = 3 \text{ V}/\mu\text{m}$, $D/\lambda = 100$ ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)を用いた。拡散深さ d に対する変調効率の変化を図4.11に示す。混晶比 $m=0.1$ の場合、拡散深さ $d = 1.70 \sim 2.01 \mu\text{m}$, $m=0.15$ の場合 $d = 1.02 \sim 1.20 \mu\text{m}$, $m=0.2$ の場合 $d = 0.78 \sim 0.89 \mu\text{m}$ で50 dB/cm以上の高い変調効率を得られる。

同じZ cut LiTaO₃を用いても、Ti拡散構造($\Delta n_o = \Delta n_e = 0.01$)では変調効率は高々1～2 dB/cmであり、材料の選択が重要であることがよくわかる。また、Nbの拡散量が少ない導波路、例えば $m = 0.05$ では、拡散層の表面でも異方性は正のままであり、両結合モードの

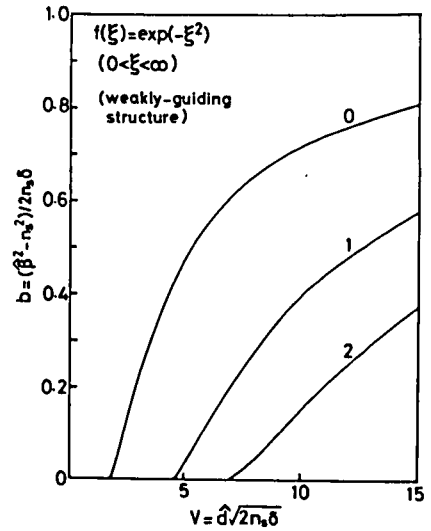


図 4.10 正規化分散曲線

界分布の重なりが悪いので、変調効率は低い。

界分布の変化により変調効率が大きく変化する様子を調べるため、混晶比 $m = 0.1$ で拡散深さ $d = 0.84, 1.90 \mu\text{m}$ (図 4.11 中 A, B 点に対応) における界分布を図 4.12 (a), (b) に示す。図 4.11 の A 点は TE_0 導波モードのカットオフ付近の点で、図 4.12 (a) に対応する。この時、 TE_0 導波モードの電界分布は基板中への浸透度が大きいので、 TM 放射モードの界が基板の浅い所で符号が反転するため、界分布重なり積分の打ち消しが生じ、変調効率は低い。拡散深さ d を大きくすると、 TE_0

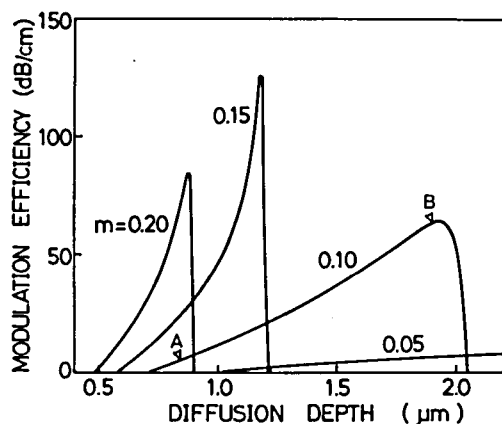
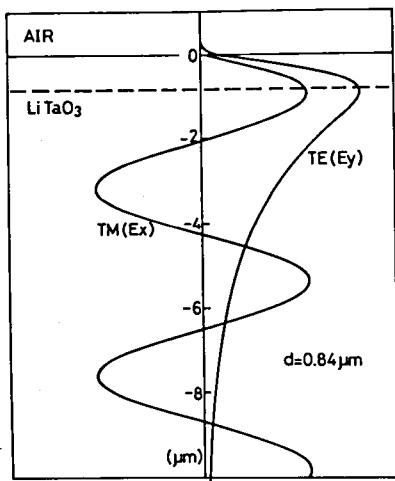
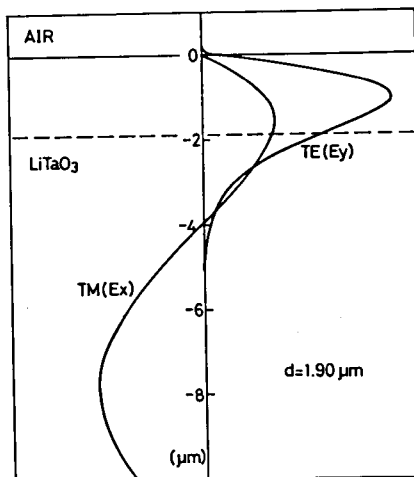


図 4.11 拡散深さ d に対する変調効率
 m は導波路表面における LiNbO_3 と LiTaO_3 の混晶比 ($\text{Nb}:\text{Ta} = m:1-m$)



(a)



(b)

図 4.12 TE_0 導波モードと TM 放射モードの電界分布。

(a), (b) は図 4.11 中の点 A, B と対応している。

導波モードの界の閉じ込め度は強くなり、また規格化伝搬定数 β/k_0 が基板の異常光屈折率 2.181 に近づき TM 放射モードの界の周期が長くなるため、図 4.12 (b) に示すように丁度両界分布の重なりが良くなり、変調効率は上がる。更に拡散深さを大きくしていくと、 TE_0 導波モードの伝搬定数が TM 放射モードの存在範囲を越えるため、実質的に導波-放射モード

結合が起こらなくなり、変調効率は零になる。

このように、Nb拡散Z cut LiTaO₃ 導波路では、導波路表面での混晶比(Nb/Ta)が0.1～0.2の場合、導波、放射モード界分布の重なりが良くなり、拡散深さの広い範囲において50 dB/cm 以上の変調効率を得られることが明らかとなった。

4.5 ま と め

本章では拡散導波路型変調器について理論的解析を行なった。

グレーデッドインデックス構造における変調特性を計算するために、まず拡散導波路のモードを解析する2つの方法を開発した。1つはHelmholtz 方程式を数値積分することにより解く直接数値解法で、簡単な手順で伝搬定数、界分布の高精度な数値解が得られる。もう1つは導波路の深さ方向を見た電磁界イミタンスの共振条件より導波モードの伝搬定数を求める横共振法で、解法の物理的意味、根拠が明確で見通しが良い。両方法とも任意の屈折率分布において厳密な数値解を求めることができる。

次いで、これらの方法を用いて拡散導波路型変調器の変調特性を計算し、高効率化について考察した。その結果、Nb拡散LiTaO₃ 導波路においてNbの拡散量、拡散深さを適切に定めれば、導波、放射モード界分布の重なりが良くなり、薄膜導波路型変調器と同様な高い変調効率を得られることが明らかになった。例えば、表面におけるNb/Taが0.1のとき、拡散深さが1.7 μm から2.0 μm の範囲で変調効率は50 dB/cm 以上となる。

参 考 文 献 (第4章)

- (1) D. Marcuse, "TE Modes of Graded-Index Slab Waveguides", IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 10, pp. 1000-1006 (1973).
- (2) G.B. Hocker and W.K. Burns, "Modes in Diffused Optical Waveguides of Arbitrary Index Profile", IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 6, pp. 270-276 (1975).
- (3) 柴沼, 小野寺, 栗井, 中島, 池上, " 拡散型異方性導波路におけるセミリーキーモードの横共振法による解析", 輻射科学研究会資料 RS-82-3 (1982).
- (4) D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides", Academic Press, 1974.
- (5) E. M. Conwell, "Modes in Optical Waveguides Formed by Diffusion", Appl. Phys. Lett., **23**, 6, pp. 328-329 (1973).
- (6) W. Phillips and J. M. Hammer, "Formation of Lithium Niobate-Tantalate Waveguides", J. Electronic Materials, **4**, 3, pp. 549-565 (1975).
- (7) 小野寺, 内山, 中島, 栗井, 池上, " 拡散型光導波路の数値解析法と導波-放射モード結合光変調器への応用", 輻射科学研究会資料 (1981年, 9月).

第5章 拡散導波路型変調器の製作

—Nb 拡散LiTaO₃ 構造—

5.1 序

Nb拡散LiTaO₃ 導波路に関する研究報告は、Li₂O外拡散によるLiNbO₃、LiTaO₃ 導波路の開発⁽¹⁾直後に、Ti 拡散LiNbO₃ 導波路⁽²⁾に先立ち、行なわれている。W. Phillips らは X cut LiTaO₃ に電子ビーム蒸着したNbをO₂中で拡散し⁽³⁾⁽⁴⁾、R. D. Standley らは Y cut LiTaO₃ にスパッタしたNbをAr中で拡散し⁽⁵⁾、いずれも1～2 dB/cmの低損失導波路を製作した。この導波路作成法は、LiNbO₃の屈折率がLiTaO₃と比べて n_o 、 n_e 共に高いことに注目し、Nb拡散によりLiNb_mTa_{1-m}O₃層を形成し、基板より高い屈折率の導波層を得るものである。しかしながら、Nbの拡散はLiTaO₃のキュリー点(約620℃)以上の温度で行なうため、電気光学効果を持つ導波路の作成には再分極処理が必要であり、製作プロセスは複雑になる。そのため光回路素子への使用例はTi 拡散LiNbO₃ 導波路ほど多くなく、また拡散特性の詳細な検討も行なわれていない。さらにLiTaO₃基板も再分極処理の比較的容易なX及びY cut 板が用いられており、Z cut 板への拡散例は報告されていない。

本研究では初めてZ cut LiTaO₃ 基板へのNb拡散、及び再分極処理に取り組み、高効率導波—放射モード結合型変調器の実現を図った。まず種々の条件下で導波路を作成して基板屈折率、伝搬定数、伝搬損失の評価を行ない、拡散条件と導波路パラメータ(拡散深さ、屈折率上昇値)との関係を明らかにした。第2節にその結果を述べる。作成導波路にはLi₂Oの外拡散により異常光屈折率の上昇が認められた。そこで第3節では、Li₂O外拡散の補償法について述べる。第4節ではそれまでの結果を基に変調器の作成条件を決定し、変調器用導波路を作成する。この導波路に再分極処理、電極蒸着を施し、変調器とする。第5節は変調特性を測定した結果である。

5.2 Nb 拡散LiTaO₃ 導波路

5.2.1 導波路の作成法

使用するZ cut LiTaO₃ 結晶、及び切断法は第3章と同様で、基板の大きさは5×15 mm(それぞれ結晶のX, Y軸方向)である。研磨粉、ワックス等を除去するため、切断後ただちにアセトン、トリクレン中で加温、超音波洗浄し、引き続きRCA洗浄法を施したのち保存

する。導波路作成前にはセミコクリン 56（フルウチ化学製）を用いて洗浄し、 N_2 吹き付け乾燥後、直ちに蒸着装置に取り付けた。拡散源の Nb 膜は 4×10^{-4} Pa 以下の真空中で、純度 99.95% の Nb を電子ビーム蒸着して得た。膜厚の観測には水晶振動子膜厚モニタを用いた。水晶振動子ホルダーは、蒸着中水冷されているが、蒸着中の熱輻射により振動子の温度が上昇し、発振周波数がわずかに変動する。例えば蒸着終了後、振動子が冷却するに従って発振周波数が約 200 Hz 低下する。これは Nb 膜厚に換算して約 30 \AA である。輻射熱量の少ない Ti では、周波数低下量は約 40 Hz（膜厚換算で約 10 \AA ）と少ない。そのため蒸着膜厚の計算は、蒸着源を加熱する前の発振周波数と、蒸着終了後、十分振動子を冷却した後の発振周波数との差により行なった。なお、このようにして制御された膜厚（質量膜厚）と、多重干渉顕微鏡により測定した膜厚（形状膜厚）とを比較したところ、質量膜厚 $600 \sim 1000 \text{ \AA}$ では、形状膜厚は常に質量膜厚より 200 \AA 程度大きく、その差はほぼ一定であった。拡散では拡散物質の量が問題となるため、実質的には蒸着物質の量を測定している水晶振動子法は、拡散源の膜厚測定に適した方法である。

拡散炉は管状の SiC 発熱体を使用するもので、外観を図 5.1 に示す。1100℃ 以上の高温で拡散するため、炉心管には内径 42 mm の Al_2O_3 管（規格 SSA-S）を用いた。この電気炉の 1200℃ における $\pm 1^\circ C$ 以内の均熱長は 3 cm あり、温度安定性は $\pm 1^\circ C$ 以内である。

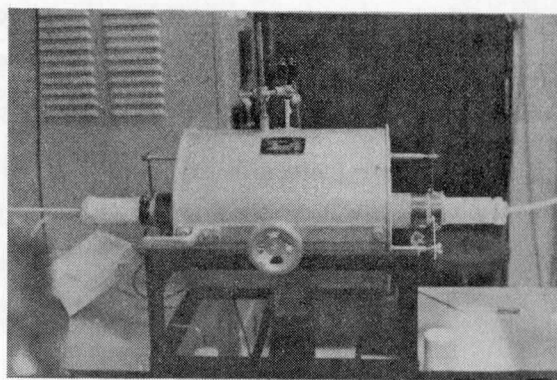


図 5.1 SiC 発熱体を使用した拡散炉

拡散に際しては、電気炉を予め所定の温度に昇温し、Nb を蒸着した基板を Al_2O_3 ボートに入れ、**徐々に** 炉の

中に挿入する。急激な温度変化によるクラック等を防ぐため、試料の温度変化が約 $100^\circ C/min$ 以内になるよう心がけた。そのため試料が炉の中央部に到達するまで約 15 分かかる。試料を取り出す際も約 15 分かけて、**徐々に** に引き出した。本研究では、拡散時間 t を、試料が炉の中央部に到達した時刻から、中央部を離れる時刻までの時間で定義する。

上記の手順により、今回の研究では Nb 膜厚約 200 \AA , 400 \AA , 600 \AA , 800 \AA , 1000 \AA （1200℃ 3 時間のみ）の試料を、温度 1100℃, 1150℃, 1200℃ のそれぞれについて、3 時間（1200℃ のみ）、5 時間、7 時間、9 時間拡散した。拡散雰囲気は、空気又は酸素（流量 $0.5 \ell/min \sim 2 \ell/min$ ）である。

5.2.2 導波路の評価

作成導波路の TE 及び TM モードに対する伝搬定数 β/k_0 を、プリズム結合器を用いて Synchronous angle 法で測定した。例として 1200℃ で 3 時間、及び 9 時間拡散した試料の測定結果を図 5.2, 5.3 に示す。なお、同一の Nb 膜厚、温度、時間で作成すれば拡散雰

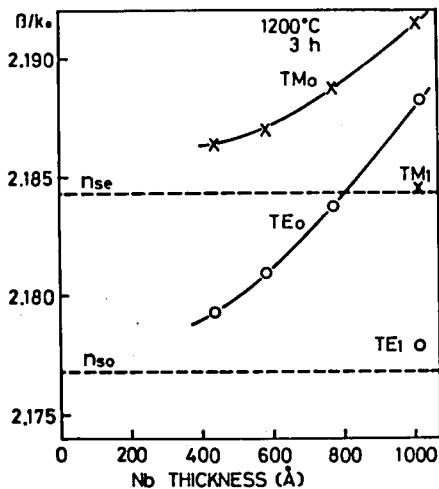


図 5.2 Nb 膜厚に対する伝搬定数 β/k_0
1200℃ 3 時間の拡散

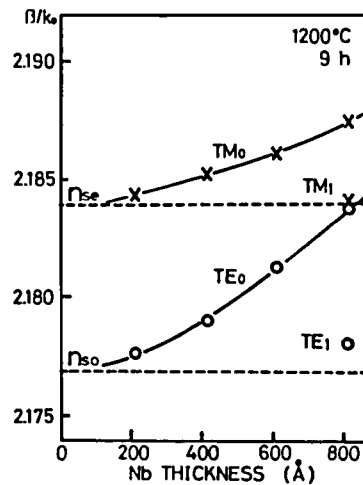


図 5.3 Nb 膜厚に対する伝搬定数 β/k_0
1200℃ 9 時間の拡散

囲気の違い（空気中か、酸素中か）では伝搬定数に差は生じなかった。しかし、後述するように、伝搬損失が異なってくる。図から Nb の膜厚より、導波モードの伝搬定数を制御できることがわかる。図中に示した n_{so} , n_{se} は、基板の常光、異常光屈折率で、拡散後の値を示している。測定は 7.2 節に示すプリズム結合法を用いた。拡散前に測定した値 $n_{so} = 2.1763$, $n_{se} = 2.1818$ と比べて、異常光屈折率 n_{se} が 2.184 前後にまで大幅に上昇している。この屈折率上昇は、 Li_2O の外拡散によるものと考えられ、文献(6)にも同様の現象が報告されている。Ti 拡散 LiNbO_3 導波路の場合に問題となっている外拡散層を伝搬する導波モードは、今回の Nb 拡散 LiTaO_3 導波路では観測されなかった。これは、Ti 拡散 LiNbO_3 導波路と比べて拡散温度が 200℃ 程度高いことから、外拡散が相当深い場所より生じており、外拡散層を伝搬するモードは放射モードと見なせる状態になっているためであろう。

今回行った拡散温度と時間の組み合わせすべてにおいて、Nb 膜厚が 600 Å 以下で TE, TM 各偏波でシングルモード導波路が得られた。一方、Nb 膜厚が 1000 Å 以上では、拡散が完全に行なえず導波路上に残滓の見られる場合もあった。Nb 膜厚 800 Å では、1100℃ で 5

及び7時間を除くすべての組み合わせについて、TE 偏波に関し2つのモードが存在した。一方、TM 偏波は1200℃ 9時間に2モード存在した。2モード存在する導波路については、その伝搬定数及び基板屈折率を正規化分散曲線(図 4.10)に当てはめることにより、屈折率上昇値 Δn (TE 偏波では常光屈折率上昇値 Δn_o , TM 偏波では異常光屈折率上昇値 Δn_e)及び拡散深さ d が求められる。TE, TM 両偏波について2モード存在するNb 膜厚 800 Å, 1200℃ 9時間で作成した導波路の計算例を表 5.1 に示す。なお、屈折率分布はガウス関数分布とした。これを見ると、TE, TM 偏波には関係のない定数である拡散深さ d は、両者において一致しており、屈折率分布の仮定及び基板屈折率の測定値が妥当であったことを示している。一方、 Δn の値は、 $\Delta n_e / \Delta n_o$ の値が 0.70 となっている。この値は、拡散層が $\text{LiNb}_m \text{Ta}_{1-m} \text{O}_3$ となっていると考えたときの理論値(式(4.17)参照) 0.23 に比べてかなり大きい。これは Li_2O の外拡散により、基板の異常光屈折率同様、導波層における $\text{LiNb}_m \text{Ta}_{1-m} \text{O}_3$ の異常光屈折率も上昇したためと考えられる。Nb 膜厚 800 Å で他の拡散条件についても同様の計算を行ない、拡散温度と時間に対する d 、 Δn_o の変化をまとめたものが図 5.4 ~ 図 5.7 である。ほとんどの拡散温度、時間について d が求まったため、シングルモード導波路の場合にも正規化分散曲線に先

表 5.1 Nb膜厚 800 Å, 1200℃ 9時間で
拡散した導波路

	TE	TM
n_s	2.1770	2.1840
β_0/k_0	2.1837	2.1880
β_1/k_0	2.1781	2.1840
Δn	0.013	0.009
$d (\mu\text{m})$	2.3	2.3

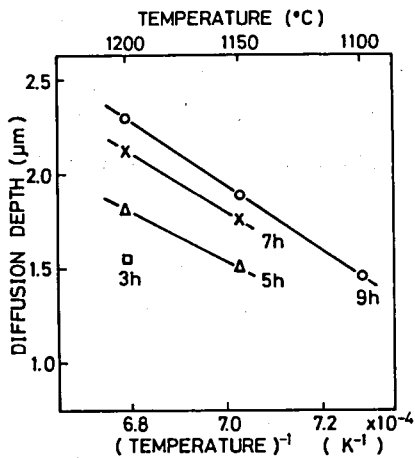


図 5.4 拡散温度に対する拡散深さ

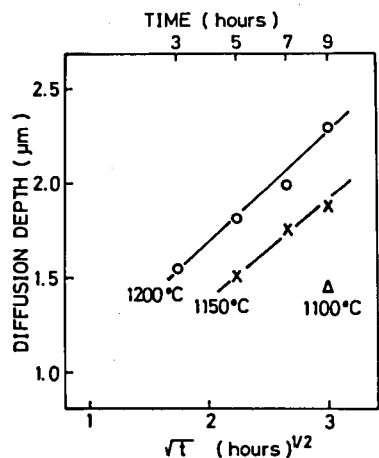


図 5.5 拡散時間に対する拡散深さ

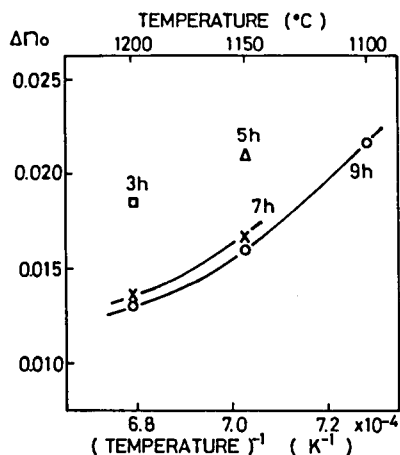


図 5.6 拡散温度に対する常光屈折率上昇 Δn_o

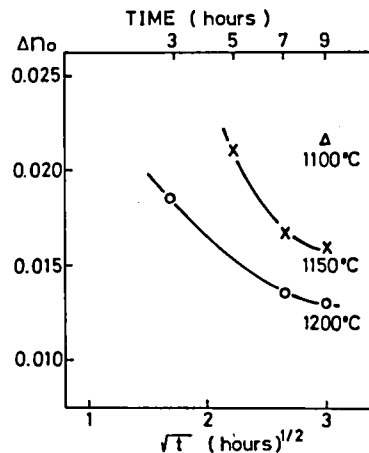


図 5.7 拡散時間に対する常光屈折率上昇 Δn_o

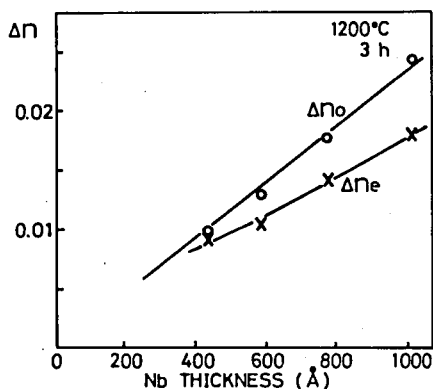


図 5.8 Nb 膜厚に対する屈折率上昇
1200 °C 3 時間の拡散

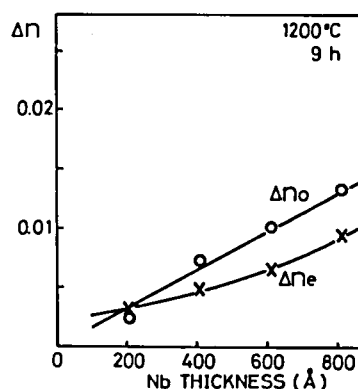


図 5.9 Nb 膜厚に対する屈折率上昇
1200 °C 9 時間の拡散

に求めた d 及び導波モード伝搬定数、基板屈折率をあてはめれば Δn_o 又は Δn_e が計算できる。例として 1200 °C 3 時間及び 1200 °C 9 時間の拡散について、Nb 膜厚に対する Δn_o 、 Δn_e を図 5.8、図 5.9 に示す。拡散理論によれば、 Δn と Nb 膜厚は比例関係にあるが、計算値もほぼ直線的に変化している。

拡散深さ d は、拡散係数 D 、拡散時間 t により、 $d = \sqrt{4Dt}$ で与えられる。又、拡散係数 D は、アーレニウス型 $D = D_0 \exp(-Q/kT)$ で表わされよう。そこで拡散温度 T の逆数に対し、拡散係数 D を求めると、図 5.10 が得られる。拡散時間が短い程、わずかな

値となっているが、これは試料を挿入、及び取り出す期間に生じる拡散の影響と思われる。 LiNbO_3 へのTi拡散と比べると、同一温度における拡散係数は1桁以上小さく、温度に対する変化も少ない。

D_0 及び Q は、9時間拡散時の拡散定数を用いると

$$D_0 = 1.4 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{sec}, \quad Q = 1.6 \text{ eV}$$

と求められる。

5.2.3 伝搬損失に対する酸素雰囲気の効果

拡散は酸素、又は空気（酸素を流さない場合）の酸化雰囲気中に行なったが、雰囲気の違いにより、伝搬損失の変化が認められた。そこで酸素雰囲気ガスの効果を調べるために、拡散中の酸素ガス流量を

変え、Nb膜厚600Åの試料に1200℃3時間の拡散を行なった。その結果、伝搬定数値については、有意差は認められなかったが、伝搬損失に大きな差が表われた。なお、伝搬損失の測定は2プリズム法で行なった。図5.11に酸素流量に対する伝搬損失を示す。酸素流量を増加するほど伝搬損失は減少する傾向がわかる。2ℓ/minの流量で7.3±0.9 dB/cmの導波路が得られた。この導波路の伝搬距離に対する出力光強度の変化を図5.12に示す。今回作成した導波路の伝搬損失値はX cut 及びY cut Nb拡散 LiTaO_3 導波路で報告されている

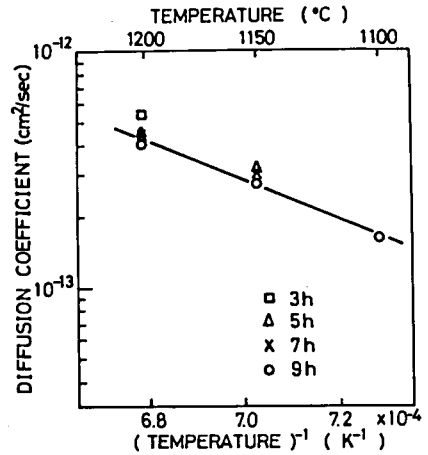


図5.10 拡散温度に対する拡散定数

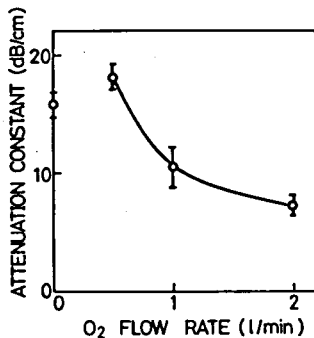


図5.11 酸素流量に対する伝搬損失

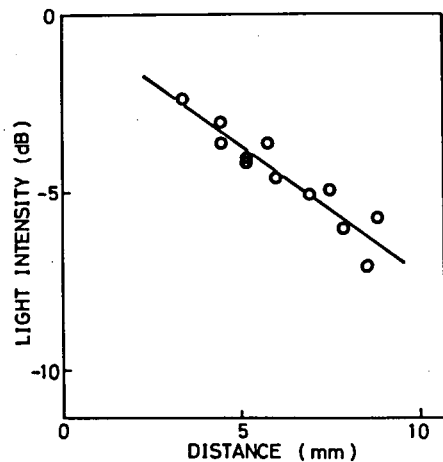


図5.12 伝搬距離に対する出力光強度

値 (1 ~ 2 dB/cm) よりかなり大きい。この原因は、SAW フィルター用 LiTaO_3 基板の品質や表面研磨精度、基板切断時についた傷、及び 1200 °C 3 時間という拡散深さの小さい ($d = 1.54 \mu\text{m}$) 条件を用いたため導波路表面の凹凸による散乱を受け易い事などと考えられ、伝搬損失の改善される余地は十分にあると思われる。

5.3 Li_2O 外拡散の抑制

異常光屈折率を感じる TM モードの測定結果より、 Li_2O の外拡散はほぼ確実に生じていることがわかった。Ti 拡散 LiNbO_3 と異なり、今回作成した導波路では外拡散による伝搬モードは観測されず、一方、異常光屈折率の上昇 Δn_e も Δn_o の約 70 % あり、TM モード伝搬用導波路として見た場合には、 Li_2O 外拡散の存在する方が好都合とも言える。しかし、拡散型導波路において強い導波-放射モード結合を得るためには、第 2 章、第 4 章で示されたように、基板の異方性が正であるのに対し導波層の異方性が負になることが必要である。

Li_2O 外拡散の存在する Nb 拡散 LiTaO_3 導波路では、基板部で異常光屈折率が上昇して正の異方性が強まる上、導波層でも Δn_e が大きいため、導波路表面における異方性は正のままとなる。従って、高効率変調器を作成するためには、 Li_2O 外拡散を抑制、又は補償することが不可欠となる。

Ti 拡散 LiNbO_3 導波路では Li_2O 外拡散により導波特性が致命的に悪化するため、種々の防止法が考案されている。その中から、水蒸気を多く含んだ雰囲気中で拡散する方法⁽⁷⁾、 Li_2O 結晶により Li 過剰な雰囲気を作り拡散する方法⁽⁸⁾、 LiNbO_3 粉末処理法⁽⁹⁾ の 3 つを試みた。その結果、水蒸気を含ませる方法は何ら効果が認められず、 Li_2O 結晶を用いる方法では LiTaO_3 基板ならびに Al_2O_3 ポート、 Al_2O_3 炉心管が Li により侵されるという不都合が生じた。しかしながら、以下に述べる三番目の方法で、 Δn_e を理論的予想値に近い値まで下げることができた。

LiNbO_3 粉末処理法では、外拡散の生じた拡散後の導波路を、 LiNbO_3 粉末の中に埋め込み空気又は酸素雰囲気において高温で熱処理し、 LiNbO_3 から外拡散する Li_2O により失われた Li を補償する。 LiNbO_3 粉末は、CZ 法で作成された congruent 組成 ($\text{Li}/\text{Nb} = 0.9461$) の単結晶を、細かく粉碎して製作した。処理温度は、Nb 未拡散の LiTaO_3 基板を用いた予備実験の結果、800 °C では効果がなく、1000 °C では表面が侵されることから、900 °C に定めた。導波路表面と LiNbO_3 粉末を直接接触させ処理した場合には、導波面に荒れが生じる。そのため試料は 2 枚用意し、研磨面を合わせて LiNbO_3 粉末に埋め込んだ。Nb 膜厚 600 Å、1200 °C 3 時間の拡散で作成した導波路を、2 時間から 6 時間処理したときの TE_0 、

TM₀モードの伝搬定数変化を図5.13に示す。TE₀の伝搬定数はほとんど変化しないが、TM₀のそれは大きく減少する。従って導波層におけるLi₂O外拡散が補償され Δn_e が大幅に減少したことがわかる。一方、基板屈折率の測定値は、処理前に $n_o = 2.1769$, $n_e = 2.1844$ であり、6時間の処理後は $n_o = 2.1769$, $n_e = 2.1839$ と異常光屈折率のみわずかに低下した。基板の異常屈折率が、拡散前の2.1818までは回復していないことから、処理の効果は基板深くにまでは及んでいないと言える。

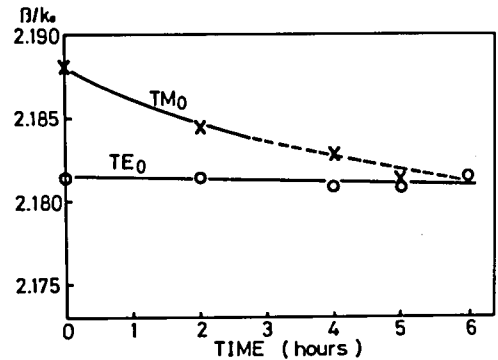


図5.13 LiNbO₃ 粉末処理時間に対する伝搬定数の変化

これは処理温度が900℃と低いことから予想される。図5.13中では、TM₀モードの伝搬定数が基板の異常屈折率を越えて低下しており、その領域を破線で示したが、これはカットオフ以下に存在するリーキーモードになっていると考えられる。このモードはプリズム結合器で励振した場合、わずかな励振効率が存在するため伝搬定数の測定は行なえるものの、導波モードと比べると励振量は非常に小さい。また、伝搬損失も大きいと考えられ、出力プリズムより取り出すことができないモードであった。なお、同様のリーキーモードはLiNbO₃

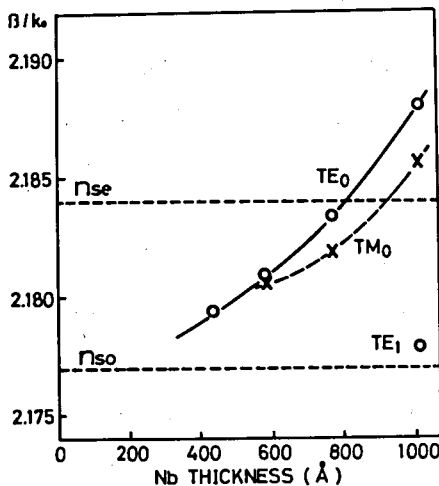


図5.14 LiNbO₃ 粉末処理後のNb膜厚に対する伝搬定数 β/k_0
1200℃ 3時間の拡散

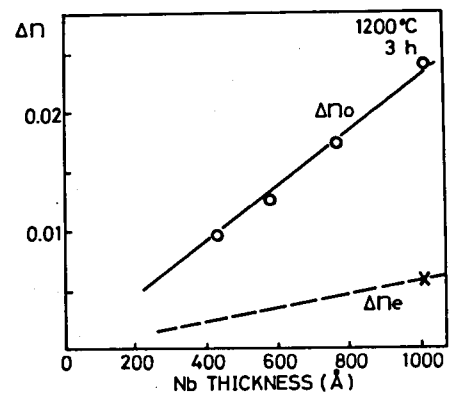


図5.15 LiNbO₃ 粉末処理後のNb膜厚に対する屈折率上昇
1200℃ 3時間の拡散

粉末処理時以外にもしばしば観測されている。例えば図 5.3 でも Nb 膜厚 600 \AA において TE_1 のリーキーモード ($\beta/k_0 = 2.1764$)、 TM_1 のリーキーモード ($\beta/k_0 = 2.1829$) が観測されたが、導波モードのみを描いた同図には記されていない。

900°C 、6 時間の LiNbO_3 粉末処理で、 Li_2O 外拡散がかなりの程度補償されることがわかったため、 1200°C 、3 時間で拡散した他の Nb 膜厚の導波路についても同様の処理を行った。図 5.14 に処理後の TE, TM モード伝搬定数を示す。処理前の図 5.2 と比較して、TM モードは伝搬定数が大幅に減少し、Nb 膜厚 800 \AA 以下ではカットオフになっている。Nb 膜厚 1000 \AA の導波路における TE_0 、 TE_1 モードの測定値より計算される拡散深さ $d = 1.54 \mu\text{m}$ を用いて、各導波路の Δn_o 、 Δn_e を求めると、図 5.15 となる。TM 導波モードの存在する Nb 膜厚 1000 \AA において $\Delta n_e/\Delta n_o$ を計算すると 0.24 となり、理論的予想値 0.23 とほぼ一致する。

5.4 変調器の製作

5.4.1 変調器用 Nb 拡散 LiTaO_3 導波路

高効率な変調を行なうためには、TE 導波モードと TM 放射モードの電磁界分布の重なりをなるべく大きくしなくてはならない。そのためには、導波層が弱い負の異方性を持つことが必要であった。 LiNbO_3 粉末処理により Δn_e をほぼ理論値通りに下げることができたため、適当な拡散条件及び処理時間を選ぶことによりこの条件を満たすことが可能になる。そこで拡散条件に対して変調効率を試算し、変調器の作成条件を決定する。

第 4 章の理論解析では、拡散深さ d に対して変調効率を計算し図 4.11 を得たが、実際に変調器を製作する際には拡散深さ d を定め、つまり拡散温度及び時間を定め、Nb 膜厚により変調特性の調整を図る方法が適当であろう。例えば、拡散温度を 1200°C 、時間を 3 時間と決めると、拡散深さは $d = 1.54 \mu\text{m}$ である。Nb 膜厚に対する Δn_o 、 Δn_e は図 5.15 で与えられる。Nb 膜厚 800 \AA 以下では TM 導波モードがカットオフになっているため Δn_e の値は求められていないが、 Δn_e の予想値を $\Delta n_e/\Delta n_o = 0.24$ として、図中に破線で示す。これらの値を用いて、Nb 膜厚に対する変調効率を計算した結果が図 5.16 である。基板の屈折率値には、 LiNbO_3 粉末処

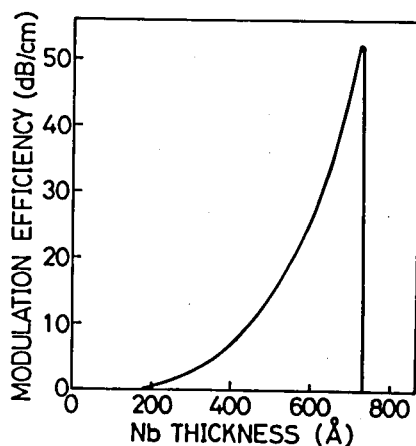


図 5.16 Nb 膜厚に対する変調度
1200°C 3 時間の拡散

理後の実測値 $n_o = 2.1769$, $n_e = 2.1839$ を用いた。図 4.11 と比べて、基板の異方性がわずかに強まったため、変調効率の最大値は低くなっているが、Nb 膜厚 $600\text{ \AA} \sim 700\text{ \AA}$ とすれば 20 dB/cm 以上の高効率な変調が行なえる。そこで 600 \AA 前後の Nb を 1200°C 3 時間で拡散し、 900°C 6 時間の LiNbO_3 粉末処理を行なって変調器用導波路を作成した。

5.4.2 再分極処理

Nb の拡散及び LiNbO_3 粉末処理は、 LiTaO_3 のキュリー点 (約 620°C) 以上の温度で行なうため、製作した変調器は最後に再分極処理を行ない、単一分域構造とする必要がある。通常 LiTaO_3 単結晶の単一分域化は、キュリー点上 $20 \sim 30^\circ\text{C}$ の温度から c 軸方向に $5 \sim 10\text{ V/cm}$ の電界を加えたまま徐冷して行なわれる¹⁰⁾。このことから、我々は以下の手順により導波路の再分極処理を行なった。

- ① LiTaO_3 導波路の両面に Au 電極を蒸着する。
- ② Au 線及び Ag ペーストで外部電源に接続する。
- ③ 約 500°C/h で 700°C に昇温する。
- ④ 20 V/cm の電界を加え 5 分間保つ。
- ⑤ 電界を加えたまま、約 150°C/h でキュリー点以下に下げる。
- ⑥ Au 電極 Ag ペーストを王水により除去する。

再分極時に流れる電流密度は、 700°C の電界印加直後は数 $\mu\text{A/cm}$ から数十 $\mu\text{A/cm}$ であり、時間と共に減少する。この値は Au 電極の厚さを増す程多くなることから、Au の拡散が生じていると思われる。実際、厚い Au 電極を用いた導波路は、再分極後少し黄色く色づくものもあった。しかし、伝搬損失は再分極処理前後ではほとんど変化しなかった。

単分域化の確認は、通常、化学的食像法により分域構造を観察して行なわれる。そこで再分極処理を行なった導波路(1)、再分極処理を行っていない導波路(2)、単分域構造の未使用基板(3)、 700°C の熱処理のみを行ない多分域構造と思われる基板(4)を約 100°C に熱した $\text{HF}:\text{HNO}_3 = 2:1$ の腐食液中に 2 時間浸し、食像を観察した。その結果、未使用の基板(3)には六角錐状の食像が見られ、この基板の研磨面は $-c$ 面であることがわかった。再分極処理をしなかった導波路(2)および多分域と思われる基板(4)には、細かい凹凸が現われた。一方、再分極処理をした導波路(1)にも、再分極時の印加電界の向きにかかわらず細かい凹凸が現われるが、この様子は先の二種とは異なっている。このように、化学的食像法では単分域化について明確な判定が行なえない。そこで再分極処理を行なった導波路と共に、行なわなかった導波路にも変調電極を蒸着し、変調特性の測定により再分極処理の効果を確かめることにした。

5.4.3 変調用電極

変調用コプレーナ電極は、第3章でスパッタ法により作成した変調器と同一のものである。すなわち、電極間隔 $50\mu\text{m}$ 、幅 $50\mu\text{m}$ 、長さ 5mm で、 $100\text{\AA}\text{Cr} + 1000\text{\AA}\text{Al}$ のリフトオフにより作成する。

5.5 変調特性の測定

3.7節と同一の測定系により、 500Hz の低周波信号を用いて変調度の測定を行なった。表5.2に測定した変調器の変調度（消光比）をNb膜厚及びNb拡散後の TE_0 モード伝搬定数と共に示す。表の中で、

表 5.2 製作した素子の変調特性

No.	Nb厚 (\AA)	拡散後の β/k_0	変 調 度 (dB)			
			250 V		400 V	
1	610	2.1821	23.4	17.4	27.7	25.0
2	590	2.1809	3.2	2.3	5.5	5.0
3	630	2.1824	2.2	1.5	3.8	2.9
4	540	2.1813	3.4	2.4	5.7	4.7

素子(1), (2)は LiNbO_3 粉末処理、再分極処理共に行なっている。 LiNbO_3 粉末処理、再分極処理の効果を確かめるために、 LiNbO_3 粉末処理を行なわず、再分極処理は行なった素子(3), LiNbO_3 粉末処理を行なったが、再分極処理は行なわなかった素子(4)を作成し、変調特性を調べた。

No. 1.	LiNbO_3 粉末処理	あり	再分極処理	あり
No. 2.	"	あり	"	あり
No. 3.	"	なし	"	あり
No. 4.	"	あり	"	なし

最も高い変調度の得られた素子(1)について、変調電圧と出力光強度の関係を図5.17に変調電圧と変調度の関係を図5.18に示す。スパッタ法で作成した変調器と同様、印加電圧の向きにより変調度が異なっている。印加電圧 250V 程度までは、理論的に示される通り、変調度は印加電圧に対し2乗特性を示すが、それ以上の電圧では飽和する傾向にある。これは、高変調度領域では変調器出力強度が微弱になるため、電極間以外を伝搬してくる散乱光や、プリズム結合器周辺からの散乱光の影響が表われたものである。従って、導波路を3次元構造として電極間に光を閉じ込めること、及び測定系に存在する不必要な光の反射をなくすことにより除去できよう。 400V の

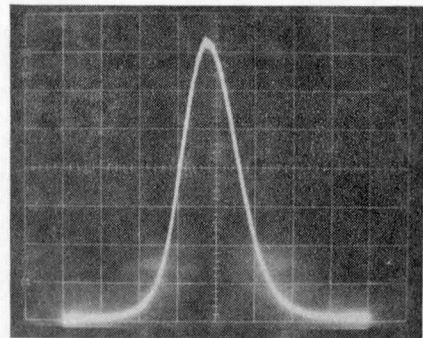


図 5.17 変調電圧 (横軸, $100\text{V}/\text{div}$) に対する出力光強度 (縦軸, $50\text{mV}/\text{div}$)

電界印加時に得られた変調度（消光比）は、27.7 dB、25.0 dB（逆方向電界）であり、素子長 1 cm に換算すると 50 dB/cm、55 dB/cm となる。印加電圧 250 V では、電界強度がほぼ理論計算に用いた $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ となるが、そのときの変調度は 23.4 dB（47 dB/cm）および 17.4 dB（35 dB/cm）で、図 5.16 で計算された変調効率の最大値と同程度の値である。図 5.19 に光導波の様子を示す。

一方、素子(2)は素子(1)とほとんど同じ条件で製作されたにもかかわらず、高い変調度は得られなかった。この試料中の光導波を観察すると、散乱などのため、導波光が電極付近にも広がって見えている。このため導波光全体に変調電界が加わらず、変調度が上がらないと考えられる。

素子(3)は、 LiNbO_3 粉末処理を行わなかったため、導波層の Δn_e が大きく、導波路表面でも屈折率は基板と同じ正の異方性を示している。その結果、導波-放射モード結合が弱く、変調度は低いと予想されるものである。実際の測定結果もその通りで、250 V の電圧印加時に 3~4 dB/cm の変調しか行なえなかった。

素子(4)は再分極処理を行わなかった試料で、導波路が多分域構造となり電気光学効果を示さないものと予想されたが、素子(2)と同程度の変調が行なえた。拡散層では自発分極の向きが、ある程度揃っていることを示しており、このことより逆に、再分極処理の条件によっては、単分域構造が得られない場合も考えられる。再分極処理の前後で電気光学定数の測定を行ない、再分極の条件を詳細に検討する必要がある。

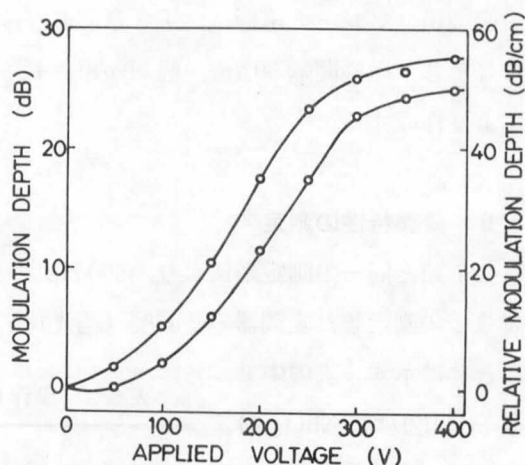


図 5.18 変調電圧に対する変調度
印加電圧の極性により変調度が異なる

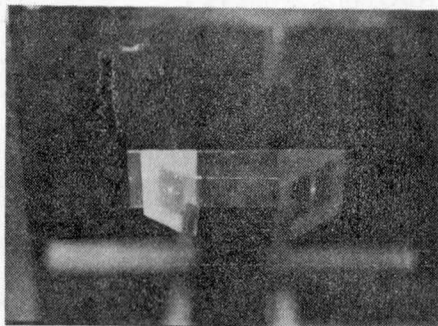


図 5.19 光導波の様子

5.6 ま と め

本章では拡散導波路型変調器の試作，特性測定を行ない，第4章の理論解析結果を検証した。

作成した導波路の構造は，Z cut LiTaO_3 へNbを拡散したもので，拡散層に $\text{Li}(\text{Nb}_{1-m}\text{Ta}_m)\text{O}_3$ の形成を目指したものである。従来， LiTaO_3 へのNb拡散に関する研究は少なく，特にZ cut 基板への拡散は本研究が初めての試みである。そこで，種々のNb膜厚，拡散温度，拡散時間の組み合わせについて導波路を作成し，詳細な拡散特性を明らかにした。

得られた導波路は，基板の異常光屈折率(n_e)が拡散前の2.1818より2.184前後まで上昇し，また，異常光に関する拡散層の屈折率上昇値(Δn_e)も理論的予想値より大幅に大きくなっていた。この原因は Li_2O の外拡散と考えられ，高効率な変調を行なうためにはこれを抑制または補償することが必要である。そこで LiTaO_3 より Li_2O 外拡散の生じ易い LiNbO_3 の粉末中に導波路を埋め込み，900℃で6時間の熱処理をすることにより拡散層における Li_2O 外拡散を補償し， Δn_e をほぼ理論的予想値まで下げ得た。

変調器用導波路の製作条件は，先に求めた拡散条件と導波路パラメータの関係より変調特性を計算した結果に基づき，Nb膜厚600Å前後，拡散温度と時間はそれぞれ1200℃，3時間と定めた。これらの導波路には LiNbO_3 粉末処理および再分極処理を施し，間隔50μm，幅50μm，長さ5mmのコプレーナー電極を蒸着した。500Hzの低周波信号により変調特性を測定したところ，最も特性の良い素子では250Vの電圧印加時（このとき電極中央部の電界強度が約3V/μm）に23.4dBおよび17.4dB（逆方向電界）の高い変調度が得られた。素子長1cm当りに換算すると47dB/cmおよび35dB/cmである。これ以上の電圧では変調度は飽和する傾向にあり，400Vの電圧印加時に27.7dB（55dB/cm）および25.0dB（50dB/cm）となった。

LiNbO_3 粉末処理，再分極処理の効果を確かめるために， LiNbO_3 粉末処理のみ行なわなかった素子，および再分極処理のみ行なわなかった素子についても変調特性を調べた。その結果，400Vの変調電圧を印加して得られた変調度は3～6dBであって極めて低く，両処理は高効率変調器を製作する上で不可欠であることが確認された。

参 考 文 献 (第5章)

- (1) I. P. Kaminow and J. R. Carruthers, "Optical Waveguiding Layers in LiNbO_3 and LiTaO_3 ", Appl. Phys. Lett., **22**, 7, pp. 326–328 (1973).
- (2) R. V. Schmidt and I. P. Kaminow, "Metal-Diffused Optical Waveguides in LiNbO_3 ", Appl. Phys. Lett., **25**, 8, pp. 458–460 (1974).
- (3) J. M. Hammer and W. Phillips, "Low-Loss Single-Mode Optical Waveguides and Efficient High-Speed Modulators of $\text{LiNb}_x\text{Ta}_{1-x}\text{O}_3$ on LiTaO_3 ", Appl. Phys. Lett., **24**, 11, pp. 545–547 (1974).
- (4) W. Phillips and J. M. Hammer, "Formation of Lithium Niobate-Tantalate Waveguides", J. Electronic Materials, **4**, 3, pp. 549–569 (1975).
- (5) R. D. Standley and V. Ramaswamy, "Nb-Diffused LiTaO_3 Optical Waveguides: Planar and Embedded Strip Guides", Appl. Phys. Lett., **25**, 12, pp. 711–713 (1974).
- (6) 宮沢, 杉井, "EGM法による $\text{Li}(\text{Nb}, \text{Ta})\text{O}_3$ 光導波層", 通研研究実用化報告, **25**, 3, pp. 523–536 (1976).
- (7) J. L. Jackel, V. Ramaswamy and S. P. Lyman, "Elimination of Out-Diffused Surface Guiding in Titanium-Diffused LiNbO_3 ", Appl. Phys. Lett., **38**, 7, pp. 509–511 (1981).
- (8) T. R. Ranganath and S. Wang, "Suppression of Li_2O Out-Diffusion from Ti-Diffused LiNbO_3 Optical Waveguides", Appl. Phys. Lett., **30**, 8, pp. 376–379 (1977).
- (9) W. K. Burns, C. H. Bulmer and E. J. West, "Application of Li_2O Compensation Techniques to Ti-Diffused LiNbO_3 Planar and Channel Waveguides", Appl. Phys. Lett., **33**, 1, pp. 70–72 (1978).
- (10) 岩崎, 山田, 内田, 新関, 豊田, " LiTaO_3 単結晶の育成および誘電的・光学的性質", 通研研究実用化報告, **18**, 3, pp. 773–783 (1969).

第6章 チャンネル導波路型変調器

6.1 序

解析および実験の容易さから、これまで膜面内に閉じ込めない二次元構造(スラブ導波路構造)変調器の場合について述べて来た。しかし光ファイバー伝送系との接続や素子の集積化、また変調感度を上げて変調に必要な電圧の低減を図る上では変調器を三次元構造化(チャンネル導波路化)することが望ましい。チャンネル導波路型変調器の変調特性を解析するためには、まずモード解析を行なう必要があるが、一般に三次元構造の解析は困難であり、等方性媒質においても厳密解が得られているのは限られた場合である。例えば、光ファイバの場合は軸対称性をもつので半径方向と円周方向に変数分離可能であって、解析も比較的容易である。光集積回路として考えられている誘電体導波路は上のような対称性を持たないので、いくつかの近似解法あるいは計算機を駆使する有限要素法⁽¹⁾およびモード整合法⁽²⁾などが報告されている。計算機に頼る方法は光導波の物理的意味をとらえ難く、また、従来の等価屈折率法⁽³⁾などの近似解法は比較的わかり易いが、近似の程度に問題があり、その理論的根拠も明白でないように思われる。

本章では変分法に基づいた解析法を提示する。これまでの変分法による解析では、波動関数を Rayleigh-Ritz 法により完備な直交関数系で展開する方法が主に用いられてきたが、ここでは波動関数の近似解を試験関数として変分表現式に代入し、近似の精度を高める方法を用いる。従来は試験関数を多数次の関数系で構成していたのに対し、本論文では元々波動関数に近い形状を持つ一次の関数で表わすわけである。更に、試験関数に用いる近似解として、問題の三次元導波路構造にごく近く、しかも変数分離可能な屈折率分布を持つ導波路を設定し、その屈折率分布において解いた厳密解を用いる。これにより伝搬定数の変分表現式は物理的意味の把握しやすい簡単な形で表わされ、しかも、解析的に解が求まる様な屈折率分布で近似した解を用いれば、閉じた形で解析を進めることもできる。

チャンネル導波路の具体的な構造としては、薄膜導波路からエッチング等で製作するリッジ導波路構造や矩形導波路構造、ストリップ状の拡散源を用いて製作する拡散型チャンネル導波路構造が考えられる。このうち、前二者は導波路側面のわずかな不整により導波光が強く影響されるため、伝搬損失の少ない導波路を得ることが技術的に困難であるのに対し、拡散型チャンネル導波路は比較的容易に低損失導波路が作成できる。そこでNb拡散 LiTaO₃ 導波路をチャンネル導波路構造とし、高効率なチャンネル導波路型変調器の実現を図った。

本章では第2節でチャンネル導波路のモード解析法について説明し、リッジ型導波路、拡散型チャンネル導波路の計算例を示す。第3節ではNb拡散LiTaO₃チャンネル導波路の製作法とその特性について述べる。さらにLiNbO₃粉末処理、再分極処理を施し、電極を蒸着してチャンネル導波路型変調器を製作し、その変調特性を検討する。

6.2 チャンネル導波路の変分法による解析

6.2.1 解析法

通常の光導波路ではスカラー近似で十分の精度を持つので、導波光の電磁界 $\Phi(x, y, z)$ は次のスカラー波動方程式の解で与えられる。

$$\nabla^2 \Phi + k_0^2 n^2 \Phi = 0 \quad (6.1)$$

ここで、伝搬方向を z 軸方向、伝搬定数を β とし、屈折率 n は x, y のみの関数、すなわち伝搬方向には一様であるとする、

$$\Phi(x, y, z) = \phi(x, y) \exp \{j(\omega t - \beta z)\} \quad (6.2)$$

と表わされるから、式(6.1)は次のようになる。

$$\nabla^2 \phi + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \phi = 0 \quad (6.3)$$

式(6.3)の β^2 に対する変分表現式は

$$\beta^2 = [\int k_0^2 n^2 \phi^2 dS - \int (\nabla \phi)^2 dS] / \int \phi^2 dS \quad (6.4)$$

で表わされる⁽⁴⁾。ただし、積分は xy 平面全体に行われるものとする。ここで ϕ のある近似解 $\tilde{\phi}$ を試験関数として式(6.4)に用いることにより、一次高次の β の近似解を得ることができる。特に試験関数として用いる近似解 $\tilde{\phi}$ が、 n のかわりに近似的な屈折率分布 \tilde{n} を設定して、その屈折率分布において式(6.3)を解いた時の解である場合には式(6.4)は次式のようになる。

$$\tilde{\beta}^2 = \tilde{\beta}_0^2 + \int k_0^2 (n^2 - \tilde{n}^2) \phi^2 dS / \int \phi^2 dS \quad (6.5)$$

ここで $\tilde{\beta}_0$ は \tilde{n} の屈折率分布のもとで得られた伝搬定数であり、 $\tilde{\beta}$ はそれより一次高次の近似解となる。

式(6.5)は式(6.4)に比べると取扱いが簡単であり、物理的意味も把握しやすい。すなわち式(6.5)に関して次のような物理的解釈が可能である。式(6.5)を

$$-\nabla^2 \phi - k_0^2 n^2 \phi = -\beta^2 \phi \quad (6.6)$$

と書いてみると、伝搬定数 β を求めることは、上式をシュレディンガー方程式とみなして演算子 $-\nabla^2 - k_0^2 n^2$ の期待値

$$-\beta^2 = \int \phi (-\nabla^2 - k_0^2 n^2) \phi dS / \int \phi^2 dS \quad (6.7)$$

を求めることと等価である。上式において

$$n^2 = \tilde{n}^2 + n^2 - \tilde{n}^2 \quad (6.8)$$

と書けることに注意し、波動関数 ϕ として演算子 $-\nabla^2 - k_0^2 \tilde{n}^2$ の固有関数を用いると直ちに式 (6.5) を得る。さらにまた、これらのことは摂動法と対応づけることにより理解し易くなるので、以下に説明する。

まず、摂動法による近似解法について考える。解くべき固有値方程式を、

$$L \phi_m = \lambda_m \phi_m \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (6.9)$$

とする。ここで L は自己共役演算子とし、 ϕ_m 、 λ_m はそれぞれ固有関数、及び固有値である。また、 m はモード番号を表わす。簡単のために ϕ_m は正規化されているとしても一般性を失わない。すなわち

$$\int \phi_i \phi_j dV = \delta_{ij} \quad (6.10)$$

(6.9) を既知の固有値方程式

$$L^{(0)} \phi_m^{(0)} = \lambda_m^{(0)} \phi_m^{(0)} \quad (6.11)$$

からの摂動と考えると近似解を求める。ただし、上と同様 $L^{(0)}$ は自己共役演算子、 $\phi_m^{(0)}$ 、 $\lambda_m^{(0)}$ はそれぞれ固有関数、及び固有値であり、 $\phi_m^{(0)}$ は正規化されているとする。一次の摂動について考えると、近似解は次式で与えられる。

$$\phi_m \approx \phi_m^{(0)} + \sum_{n \neq m} \frac{L_{nm}^{(0)}}{\lambda_m^{(0)} - \lambda_n^{(0)}} \phi_n^{(0)} \quad (6.12)$$

$$\lambda_m \approx \lambda_m^{(0)} + L_{mm}^{(1)} \quad (6.13)$$

ここで、

$$L_{ij}^{(1)} = \int \phi_i^{(0)} (L - L^{(0)}) \phi_j^{(0)} dV \quad (6.14)$$

である。

一方、この結果は変分法において試験関数として $\phi_m^{(0)}$ すなわち 0 次近似関数を用いた場合の結果に一致する。実際、変分表現式

$$\lambda_m = \int \phi_m L \phi_m dV \quad (6.15)$$

に試験関数として $\phi_m^{(0)}$ を用いれば式 (6.13) と一致する。同様に、変分法において試験関数として 1 次の近似関数を用いれば 3 次の摂動法の結果と一致し、2 次の近似関数を用いれば 5 次の摂動法の結果と一致する。さらに高次の場合についても同様の関係が成り立つことが知られている⁽⁴⁾。

式 (6.5) と式 (6.13) は全く同等の式であり、この両者を対応させるとわかるように式 (6.5) の第二項は、 n と \tilde{n} の差に起因する摂動的な伝搬定数の補正值 (期待値) を表わし

ていると考えることができる。

以上、チャンネル導波路の解析法をまとめると、まず、解析の対象とする導波路の屈折率分布に近い屈折率分布を持ち、しかも変数分離等で厳密解を得ることができる仮想的な導波路を考える。次いで、その仮想的屈折率分布の下で解いた波動関数、及び伝搬定数を変分表現式(6.5)に代入し、問題としている導波路の伝搬定数近似値を求める。特に仮想導波路の解が解析的に求まるような場合には、閉じた形式で解析を進めることができる。

6.2.2 リッジ型チャンネル導波路

図 6.1 に示す屈折率分布を持つリッジ型チャンネル導波路について考える。慣例に従ってチャンネル導波路の座標軸は、 x 軸を導波路膜面方向、 y 軸を膜面と垂直な方向に選ぶ。この導波路の屈折率分布 $n^2(x, y)$ を、図 6.2 に示す屈折率分布 $\tilde{n}^2(x, y)$ で近似する。図 6.2

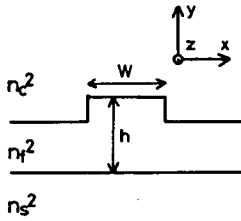


図 6.1 リッジ型チャンネル導波路

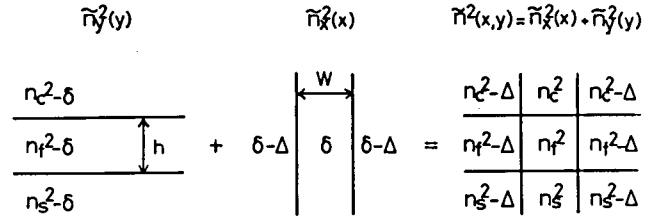


図 6.2 変数分離可能な仮想屈折率分布

の導波路は、導波モードが閉じ込められているリッジ部分で原導波路と同じ屈折率分布を持っており、しかも屈折率分布 $\tilde{n}^2(x, y)$ は図 6.2 のように x のみに関する項、 y のみに関する項より成っている。

この屈折率分布 $\tilde{n}(x, y)$ における波動関数を

$$\tilde{\phi}(x, y) = \tilde{F}(x) \tilde{G}(y) \quad (6.16)$$

の形で表わすと、波動方程式(6.1)は変数分離されて

$$\frac{d^2 \tilde{F}}{dx^2} + (k_0^2 \tilde{n}_x^2 - \tilde{\beta}_x^2) \tilde{F} = 0 \quad (6.17)$$

$$\frac{d^2 \tilde{G}}{dy^2} + (k_0^2 \tilde{n}_y^2 - \tilde{\beta}_y^2) \tilde{G} = 0 \quad (6.18)$$

となる。ここで $\tilde{\beta}^2 = \tilde{\beta}_x^2 + \tilde{\beta}_y^2$ である。式(6.17)(6.18)をそれぞれ解き、式(6.5)を用いて補正を行なうことにより、問題としている導波路の伝搬定数近似解が得られる。

なお、チャンネル導波路の場合には、伝搬モードはハイブリッドモードになるが、電界ベクトルが x 軸方向にほぼ平行な E^x モードと、電界ベクトルが y 軸方向にほぼ平行な E^y モードに分類される⁽²⁾⁽⁵⁾。波動関数 ϕ は E^x モードについては E_x 成分を、 E^y モードに関しては H_x 成分を表わすものである。

計算例として Nb_2O_5 薄膜- LiTaO_3 基板構造のリッジ導波路を取り上げる。 Nb_2O_5 の屈折率は2.265、リッジ部分の膜厚は 2500 \AA 、周辺部の膜厚は 2000 \AA とする。図6.2における δ 、 Δ を $\delta = 0.5$ 、 $\Delta = 0.25$ に選び、リッジの幅 W に対して伝搬定数を計算した結果が図6.3である。 E^x モードは LiTaO_3 基板の常光屈折率を感じ、 E^y モードは異常光屈折率を感じるため、両モードの分散特性は異なる。計算例の膜厚では E^y モードはカットオフで、 E^x モードは厚み方向に最低次のモードのみが存在する。横方向にもシングルモードとするには、リッジの幅を $2 \sim 3 \mu\text{m}$ 程度に細くする必要がある。

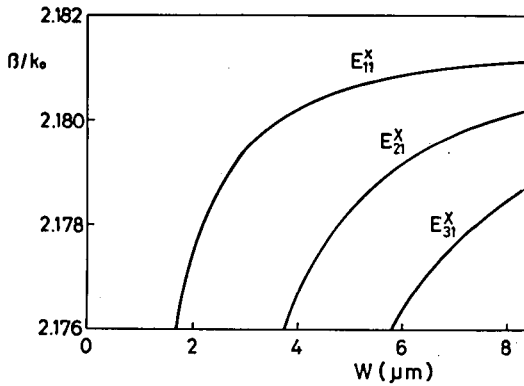


図 6.3 リッジ幅 W に対する分散特性

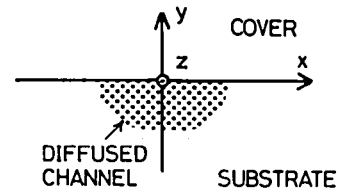


図 6.4 拡散型チャンネル導波路

6.2.3 拡散型チャンネル導波路

解析する拡散型チャンネル導波路、及び座標系を図6.4に示す。媒質の屈折率分布は次式で与えられるものとする。

$$\begin{aligned} n^2(x, y) &= n_c^2 & y > 0 \\ &= n_s^2 + 2 n_s \Delta n f(x) g(y) & y < 0 \end{aligned} \quad (6.19)$$

ここで n_c 、 n_s 、 Δn はそれぞれ外部領域、基板の屈折率、及び拡散による屈折率上昇分を表わし、 $\Delta n \ll n_s$ とする。また $f(x)$ 、 $g(y)$ は屈折率分布の形状を表わす分布関数であり、 $0 \leq f(x) \leq 1$ 、 $0 \leq g(y) \leq 1$ であるとする。

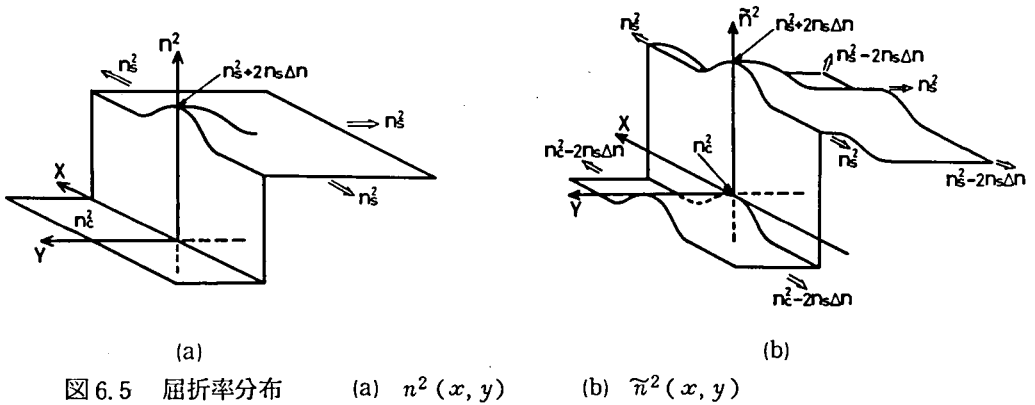
この屈折率分布を次式で近似する。

$$\tilde{n}^2(x, y) = n_c^2 + 2 n_s \Delta n \{f(x) - 1\} + \{n_s^2 - n_c^2 + 2 n_s \Delta n g(y)\} u(-y) \quad (6.20)$$

ただし $u(-y)$ はステップ関数であり、次のような値をとる。

$$\begin{aligned} u(-y) &= 0 & (y > 0) \\ &= 1 & (y < 0) \end{aligned} \quad (6.21)$$

n^2 及び \tilde{n}^2 の分布の形状を図 6.5 に示す。導波モードの電磁界は屈折率が上昇している領域に集中するため、式 (6.20) はこの部分での屈折率分布が式 (6.19) とほぼ同じ形状になる



よう定められており、また、 x のみ、 y のみの関数の和で表わされる。この結果、リッジ型チャンネル導波路における式 (6.16) 以降の議論が同様に成り立ち、波動方程式は式 (6.17) (6.18) のように変数分離される。両式をそれぞれ解き、式 (6.5) を用いて補正を行なうことにより近似解を得る。

具体例として、幅 W のストリップ状拡散源からの拡散によって作成される導波路について考える。拡散物質の量に比例して屈折率が上昇するとすれば、屈折率の分布関数は次式で与えられる。

$$f(x) = [\text{erf} \{ \frac{W}{2D} (1 + \frac{2x}{W}) \} + \text{erf} \{ \frac{W}{2D} (1 - \frac{2x}{W}) \}] / 2 \text{erf} (\frac{W}{2D}) \quad (6.22)$$

$$g(y) = \exp \{ -(y/d)^2 \} \quad (6.23)$$

ただし D および d は、横および深さ方向の拡散距離である。横方向分布関数 $f(x)$ の形状を図 6.6 に示す。計算例として $n_c = 1.0$, $n_s = 2.2$, $\Delta n = 0.01$, $d = D$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ とした時の分散曲線を図 6.7, 及び図 6.8 に示す。図 6.7 は $W/D = 1.0$ とした時の E_{11}^x , E_{21}^x , E_{31}^x , E_{12}^x モードの分散曲線であり、図 6.8 は E_{11}^x モードにおいて $W/D = 1.0, 2.0, 4.0$ とした時の分散曲線である。式 (6.22) (6.23) の屈折率分布では、式 (6.17) (6.18)

を解析的に解くことはできないが、各々を折れ線分布で近似すれば解析解が得られる⁽⁶⁾ため、閉じた形で解析が行なえる。上記の数値例について、式(6.22)(6.23)を折れ線で近似して解いた場合と、近似せず数値的に積分して解いた場合について比較すると、折れ線近似の分割数にかかわらず補正後の伝搬定数の値は良く一致しており、屈折率分布を近似する際の近似の粗さが精度に及ぼす影響は小さい。

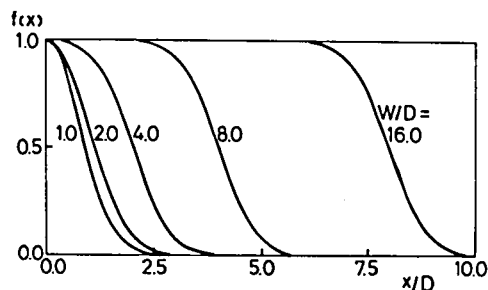


図 6.6 横方向分布関数の形状

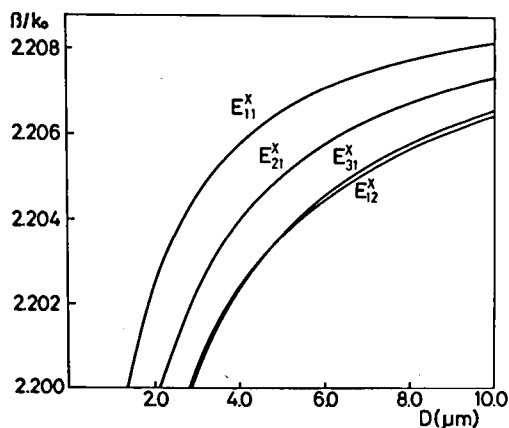


図 6.7 拡散距離 D に対する伝搬定数 β/k_0
 $W = d = D$ の場合

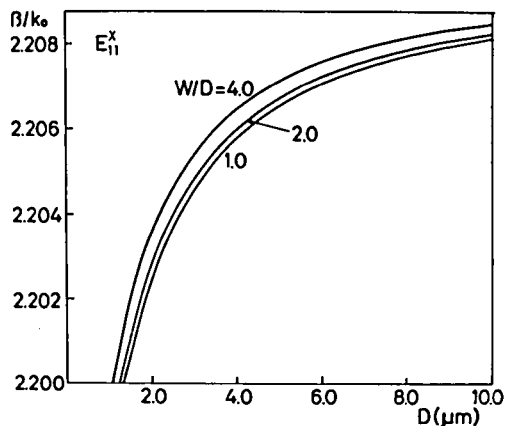


図 6.8 拡散距離 D に対する伝搬定数 β/k_0
 $D = d$ の場合

次に、高効率変調が期待できる Nb 拡散 Z cut LiTaO₃ チャンネル導波路を取り上げ、前章で得た拡散条件と導波路パラメータの関係を考慮して分散特性を計算しよう。モデル導波路として、例えば Nb 膜厚 600 Å で 1200 °C、3 時間の拡散を行ない、LiNbO₃ 粉末処理を 6 時間施したものを選ぶ。つまり、 $d = D = 1.54 \mu\text{m}$ 、 $\Delta n = 0.014$ 、 $n_s = 2.176$ とする。ここで、モデル導波路は E^x モードのみが伝搬可能であるため、 Δn 、 n_s は常光に関する値を用いる。また、基板の屈折率値は、これまで通り理論計算に用いてきた値 2.176 を使ったが、例えば 2.1769 (モデル導波路の実測値)であれば、算出された伝搬定数値に基板屈折率の差 0.0009 を加えれば良い。図 6.9 に Nb 拡散源の幅 W に対する E^x モードの伝搬定数を示す。 W が $3.5 \mu\text{m}$ 以下で 1 モード、 $3.5 \mu\text{m}$ から $6.1 \mu\text{m}$ で 2 モード、 $6.1 \mu\text{m}$ 以上では 3 モード以上の導波路となる。 $W \rightarrow 0$ において、 E_{11}^x モードの伝搬定数は n_s とならず、ある一定値

に収束しているが、これは $W = 0$ でも式

(6.22) の誤差関数分布が有限の幅を持ち、また、屈折率上昇値 Δn を W にかかわらず一定にしているからである。実際の導波路では W を減少させると Δn の値も減少し E_{11}^x モードにも $\beta/k_0 = n_s$ となるカットオフが生じる。図 6.10 は拡散源の幅 W を $4\mu\text{m}$ に定め、スラブ導波路構造における Nb 膜厚と Δn_s の関係 (図 5.15) を用い Nb 膜厚に対する分散特性を計算した結果である。参考のためにスラブ導波路構造 ($W = \infty$) での TE_0 モードを破線で示す。線路幅が制限されたことにより横方向モードが出現し、スラブ導波路構造より伝搬定数は低下する。実際には線路幅の制限により、 Δn_s の値も低下するため、更に伝搬定数は減少する。

6.3 Nb 拡散 LiTaO₃ チャンネル導波路型変調器の製作

6.3.1 チャンネル導波路の製作

拡散導波路はストリップ状の拡散源を用いることにより、容易にチャンネル導波路とすることができる。また、拡散源の縁に多少の凹凸が存在しても、拡散により滑らかになるため、低損失な導波路を製作し易い。そこで Nb 拡散 LiTaO₃ 導波路をチャンネル導波路化し、高効率チャンネル導波路型変調器を実現する。

チャンネル導波路は細い線路で横方向モード数の少ない方が好ましいが、製作時に困難さが増す。一方、線路幅を広く取ると多モード導波路となり、変調器を構成する場合には変調特性の悪化が予想される。今回の研究では、線路幅をフォトマスク上で $5\mu\text{m}$ に選んだ。後述するように、パターン化工程の条件により、実際の拡散源の幅はフォトマスク上の幅と若干異なる。線路幅 $5\mu\text{m}$ 前後では、図 6.9 より横方向モードは 2 モード存在する。導波路長

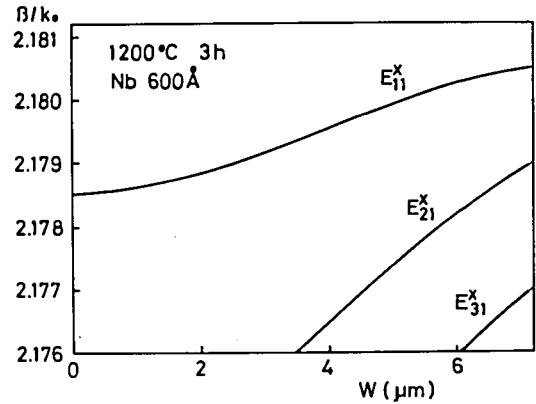


図 6.9 拡散源の幅 W に対する伝搬定数 β/k_0

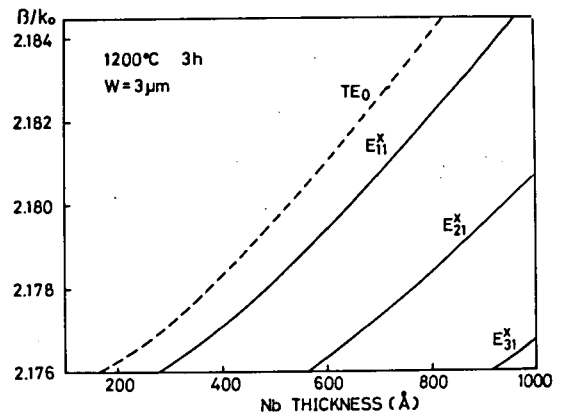


図 6.10 Nb 膜厚に対する伝搬定数 β/k_0
破線はスラブ導波路における TE_0 モード

は6mmとする。チャンネル導波路への光入出力を効果的に行なうため、導波路の両端には以下の考察により放物型のテーパー部を設けた。

チャンネル導波路とスラブ導波路とを接続する場合、チャンネル導波路から導波光が放射されるパターンに沿った形状の接続テーパー部を設ければ、高い効率で光の入出力が行なえらとえられる。簡単のために導波光を平面波で近似し、幅 W のチャンネル導波路を幅 W のスリットとすれば、スリットによる回折光のメインローブは、スリットから $\pm\theta_W$ の角度内にある。ここで

$$\theta_W = \frac{\lambda}{nW} \quad n: \text{媒質の屈折率}, \quad \lambda: \text{真空中の波長} \quad (6.24)$$

である。線路内にメインローブが含まれるように、線路幅を広げていく。この結合線路（接続テーパー部）をスリットの連続と見れば、距離 ΔZ だけ離れた部分の線路幅の広がり ΔW は

$$\begin{aligned} \Delta W &= 2 \theta_W \Delta Z \\ &= \frac{2\lambda}{nW} \Delta Z \end{aligned} \quad (6.25)$$

と表わせる。つまり、

$$\frac{dW}{dZ} = \frac{2\lambda}{nW} \quad (6.26)$$

である。チャンネル導波路の幅を W_0 とし、上式を境界条件： $Z=0$ で $W=W_0$ の下で解けば

$$W^2 = \frac{4\lambda}{n} Z + W_0^2 \quad (6.27)$$

が得られ、結合線路の形状は放物型となる。同様の考え方で、より厳密な解析が文献(7)に示されている。

以上の考察に従い、結合線路も含めた導波路のパターンを図6.11のように決め、光露光法によりフォトマスクを製作した。

ストリップ状Nb拡散源の作成手順は次の通りである。

① LiTaO₃ 基板に760ÅのNbを

電子ビーム蒸着後、直ちにAZ 1470レジストをスピンド布する。

② 上記フォトマスクを用いて露光後、現像し、レジストをパターン化する。

③ 120℃ 40分間ベーキングを行なった後、Nb膜をエッチングする。エッチ液には、1溶の緩衝HF(NH₄F 40g, HF 10c.c., H₂O 60c.c.の割合で作ったもの)と2溶のHNO₃

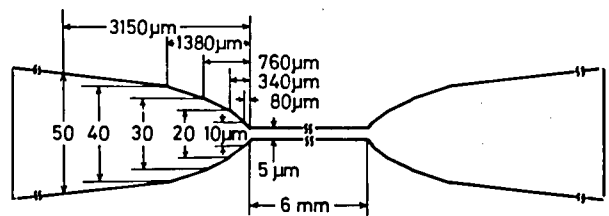


図 6.11 チャンネル導波路のマスクパターン

の混合溶液を用いた。

④レジストパターンを **アセトン** で除去する。

得られたNbパターンの幅は、レジスト露光時の条件及びエッチング時のアンダーカットにより $4\text{ }\mu\text{m}$ となっていた。なお、第5章のスラブ導波路型変調器ではNb膜厚を $600\text{ }\text{\AA}$ 前後に設定したが、今回のチャンネル導波路では $760\text{ }\text{\AA}$ とした。図6.10に示されるように、導波モードの伝搬定数がチャンネル部分ではスラブ部分より減少することから、この減少を補うためにNb膜厚を増加した。

パターン化されたNbを $1200\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、3時間で拡散し、チャンネル導波路を作製した。拡散後Nb拡散源のあった場所は盛り上ってリッジとなるが、その幅は $5\sim 6\text{ }\mu\text{m}$ で、Nb拡散源より $1\sim 2\text{ }\mu\text{m}$ 広がっていた。リッジの高さを多重干渉顕微鏡で測定したところ、約 $1000\text{ }\text{\AA}$ であった。入出力プリズムを用いた光導波実験では、スラブ導波路と変わらぬ程度の出力光強度が得られた。図6.12に光導波の様子を示す。左側は放物形結合線路部で、次節で述べる変調電極に挟まれた右側のチャンネル部分へと光が絞り込まれている。

また、出力プリズムをチャンネル導波路部分に置き、そこからのmラインにより伝搬モードを観測した。図6.13にmラインを示す。膜面方向に狭い領域から放射されているため、回

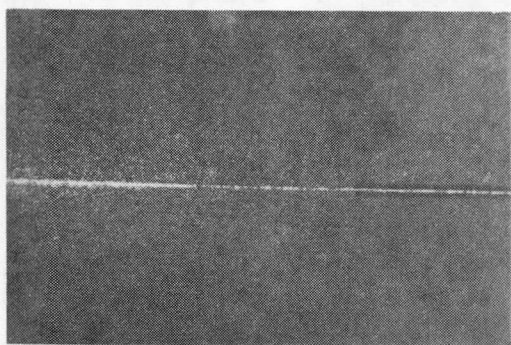


図6.12 光導波の様子

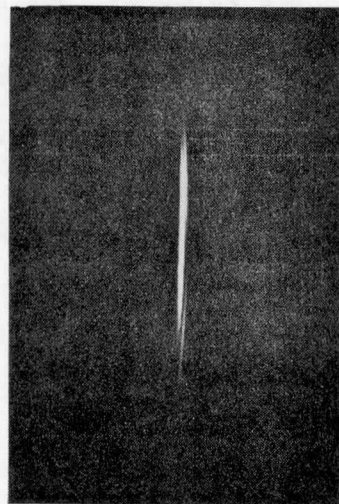


図6.13 チャンネル導波路からのmライン

折により長く伸びている。このmラインは1本の線のように見えるが、よく観察すれば、中央部で明るさが最大となる主要部のラインと、そのすぐ

右に中央よりはずれた2ヶ所で明るさが最大となるやや弱いラインより成っている。これはそれぞれ E_{11}^x モード、 E_{21}^x モードのmラインに対応しており⁽⁸⁾、図6.10の理論通り2モード存在する導波路となっている。

この導波路には、900℃、6時間のLiNbO₃粉末処理、及び再分極処理を施し、変調器用の導波路とした。

6.3.2 変調用電極

変調用コプレーナ電極の大きさは、間隔10μm、幅18μm、長さ5mmである。導波路との位置合わせに許容度を持たせるため、電極間隔は比較的広くした。使用レジスト、フォトリソマスクの都合上、リフトオフ法を用いたスラブ導波路の場合と異なって、Al 1000Åのエッチングにより電極を製作した。パターン化のプロセスは、Nbと同一である。但し、エッチ液はH₃PO₄:HNO₃:CH₃COOH:H₂O=16:1:2:1の混合液である。

電極容量の実測値は、接続用Au線等を含めた素子全体では2.8pFとなった。電極のみの場合1.8pFで、理論計算値1.79pFとはほぼ一致する。集中定数型動作をさせる場合の周波数帯域 $\Delta f = (2\pi R_s // R_L C)^{-1}$ は、 $R_s = R_L = 50\Omega$ 、 $C = 1.8\text{pF}$ で $\Delta f = 3.5\text{GHz}$ 、 $C = 2.8\text{pF}$ とすると $\Delta f = 2.3\text{GHz}$ となる。更に周波数帯域を広げるには、附録Dに示すように進行波型動作を採用すれば良い。

6.3.3 変調特性

スラブ導波路型変調器と同一の測定系を用いて変調度を測定した。今回は電極間隔が10μmであるから、印加電圧は70Vまでに留めた。チャンネル導波路部分へ効率良く伝搬光を導入するために、入力プリズムにより結合ホーン部分に励振される光の方向がチャンネル導波路と平行になるようプリズム結合器の位置をセッティングする必要がある。

変調電圧と出力光強度の関係を図6.14に、
変調電圧と変調度の関係を図6.15に示す。

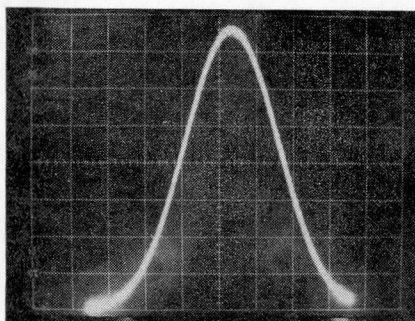


図6.14 変調電圧(横軸, 20V/div)に対する出力光強度
(縦軸, 50mV/div)

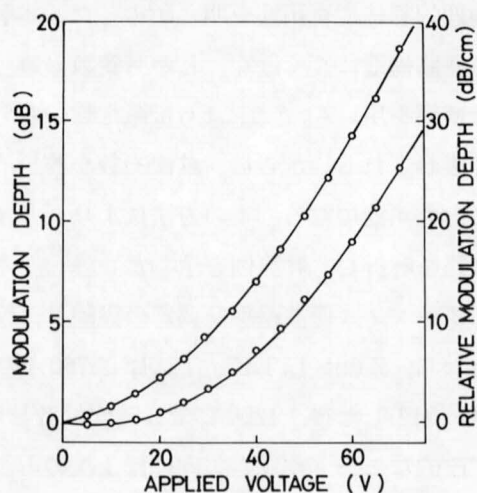


図6.15 変調電圧に対する変調度
印加電圧の極性により変調度は異なる

70 V の電圧で 18.7 dB, 12.7 dB (逆方向電界) の変調度を得られた。素子長 1 cm に換算すれば 37 dB/cm, 25 dB/cm となる。スラブ導波路型変調器と比べて、同程度の変調度が約 1/5 の電圧で得られている。これはチャンネル導波路中に光を閉じ込め得たことで、電極間隔を 1/5 とすることができたためである。今回の変調器は、三次元構造としては比較的電極間隔が広いが、より狭い導波路幅、電極間隔を実現することにより、変調感度を更に上げることができる。例えば電極間隔を 5 μm にすれば、スラブ型変調器と比べて同一変調度を得るのに必要な電圧は 1/10 に減る。変調能率を表わすのに通常用いられる変調電力、周波数帯域幅比 $P/\Delta f$ は、必要電圧の 2 乗に比例するため、スラブ導波路型と比べて、今回の 10 μm 電極間隔では $(1/5)^2 = 1/25$ に、5 μm 電極間隔では $(1/10)^2 = 1/100$ へと大幅に減らし得る。

本研究ではチャンネル導波路作成の一例として、Nb 膜厚 760 Å, 1200 °C, 3 時間の拡散を行なったが、第 4 章、第 5 章と同様に、拡散型チャンネル導波路に関する理論的、実験的検討を行ない、高効率変調を得るための条件を明らかにすることが望まれる。

6.4 ま と め

本章ではチャンネル導波路型変調器に関する解析および実験について述べた。

変調器のチャンネル導波路型化は、所定の変調度を得るために必要な変調電圧の低減を図る上で、また、素子の集積化を行なう上で非常に有効な方法である。しかしながらチャンネル導波路の解析は一般に困難で、厳密解は限られた構造に対してのみ得られる。そのため様々な近似解析法が開発されている。本章では新たに変分法に基づく解析法を提示し、解法の物理的意味や有用性を明らかにした。本解析法では試験関数として、問題とするチャンネル導波路構造にごく近く、しかも変数分離可能な屈折率分布を持つ導波路における波動関数の厳密解を用いる。これにより伝搬定数の変分表現式は簡単で、しかも物理的意味の明らかな形で表わされる。さらに、試験関数が解析的に表わされるものであれば、閉じた形で解析することが可能になる。この方法により、リッジ型チャンネル導波路および拡散型チャンネル導波路を解析し、計算例を示した。

チャンネル導波路型変調器の実験は、Nb 拡散 LiTaO₃ 導波路構造において行なった。すなわち、Z cut LiTaO₃ 上に厚さ 760 Å の Nb 拡散源を蒸着し、これを幅 4 μm のストリップ状に加工した後、1200 °C で 3 時間拡散した。得られたチャンネル導波路の導波モードは、TE 的なモードが深さ方向には 1 次のみ、横方向には 2 次までの合計 2 モード存在し、理論解析結果と一致した。この導波路に、LiNbO₃ 粉末処理および再分極処理を施した後、間隔 10 μm 、幅 18 μm 、長さ 5 mm の Al 製コプレーナ電極を形成した。スラブ導波路構造変調

器の場合と同一の測定系を用いて変調度を測定したところ、70 Vの電圧印加時に 18.7 dB, 12.7 dB（逆方向電界）が得られた。素子長 1 cm に換算すれば 37 dB/cm, 25 dB/cm となる。スラブ導波路構造変調器と比較して、変調感度が大幅に向上している。

参 考 文 献 (第6章)

- (1) 例えば, T. S. Bird, "Propagation and Radiation Characteristic of Rib Waveguide", Electron. Lett., **13**, 14, pp. 401-403 (1977).
- (2) K. Yasuura, K. Shimohara and T. Miyamoto, "Numerical Analysis of a Thin-Film Waveguide by Mode-Matching Method", J. Opt. Soc. Am., **70**, 2, pp. 183-191 (1980).
- (3) 例えば, V. Ramaswamy, "Strip-Loaded Film Waveguide", Bell. Syst. Tech. J., **53**, 4, pp. 697-704 (1974).
- (4) P. M. Morse and H. Feshbach, "Method of Theoretical Physics", McGraw-Hill, New York, 1953.
- (5) E. A. J. Marcatili, "Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics", Bell. Syst. Tech. J., **48**, 7, pp. 2071-2102 (1969).
- (6) D. Marcuse, "TE Modes of Graded-Index Slab Waveguides", IEEE J. Quantum Electron., **QE-9**, 10, pp. 1000-1006 (1973).
- (7) W. K. Burns, A. F. Milton and A. B. Lee, "Optical Waveguide Parabolic Coupling Horns", Appl. Phys. Lett., **30**, 1, pp. 28-30 (1977).

第7章 試作導波路の特性測定法

7.1 序

光導波路や導波型光機能素子を作成する際、まず使おうとする伝搬モードがうまく励振され、その導波損失が小さく、伝搬定数が設計値通りに制御される事が必要である。特に、導波一放射モード結合型変調器の場合、変調を行なうための必要条件である結合モード間の位相整合は、基板の常光屈折率を異常光屈折率の範囲内で取れるため、これらの値を正確に知る必要がある。また、第2章で明らかとなったように、変調効率薄膜屈折率値に大きく依存するため、作成導波路の薄膜屈折率を精度良く測定する必要がある。更に導波モードの伝搬損失を知ること重要である。これらの測定法として、すでに多くのものが提案され実用に供されているが、それぞれに欠点・限界を持ち、本研究の目的に必ずしもうまく適合しない。そこで基板屈折率の測定についてはプリズム結合法、薄膜屈折率測定については改良アベレス法、伝搬損失測定については改良プローブ法に関して新しい方法の提案、又は従来の方法の改良を行なった。

7.2 プリズム結合法による基板屈折率の測定

バルク状の材料の屈折率を測定する最も一般的な方法として、最小偏角法⁽¹⁾⁽²⁾が知られている。この方法は精度は高いが一回毎に測りたい材料でプリズムを作らねばならず手間がかかる。また、プリズムを切り出せるだけの厚い材料が必要であり、実験したい材料をそのまま測定するという「非破壊測定」でない。特に本研究において測定すべき対象は片面が研磨された板状の導波路基板材料であり、プリズムに加工することができない。そこで本研究では光導波路の励振に用いるプリズム結合器を利用して、基板への光結合効率を測定することにより、基板屈折率を簡単な手順で高精度に測定する方法を開発し、好結果を得た。

7.2.1 原理

測定系の模式図、及び座標系を図7.1に示す。被測定基板上にわずかの間隙をはさんでプリズムを置いたものである。基板が異方性結晶の場合、主軸方向は座標軸方向と一致しており、比誘電率テンソルは対角化されているものとする。また、プリズムの屈折率 n_p は基板屈折率 n_x, n_y, n_z より大きい。図のように、プリズム底面に角度 θ でTE(s) 偏波、又はTM(p) 偏波の光を入射させる。このとき全反射が生じるか、部分反射となるかは規格化伝搬定数 $\beta/k_0 (= n_p \sin \theta)$ と基板屈折率の大小で決定される。

まず、入射光がTE偏波の場合を考える。光はy方向屈折率 n_y を感じるため、もし β/k_0 が n_y より大きければ入射光は全反射し、電力反射係数 $R_p = 1$ である。しかし θ が減少し、 β/k_0 が n_y より小さくなれば入射光の一部は基板中の放射モードに変換されるため $R_p < 1$ となる。 R_p の変化は次式で表わされる。

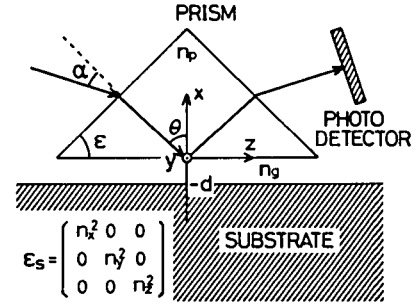


図7.1 測定系の構造と座標系

$$n_y \leq \beta/k_0 \quad R_p = 1 \quad (7.1)$$

$$n_g \leq \beta/k_0 \leq n_y, \quad R_p = \frac{g_e^2 (p_e - s_e)^2 + (g_e^2 + p_e s_e)^2 \tanh^2 g_e d}{g_e^2 (p_e + s_e)^2 + (g_e^2 - p_e s_e)^2 \tanh^2 g_e d} \quad (7.2)$$

但し

$$\beta = n_p k_0 \sin \theta \quad (7.3)$$

$$p_e = (n_p^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (7.4)$$

$$g_e = (\beta^2 - n_g^2 k_0^2)^{1/2} \quad (7.5)$$

$$s_e = (n_y^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (7.6)$$

ここで n_g はプリズム-基板間の屈折率、 d はその間隔である。 β/k_0 が n_y よりわずかに小さい場合には、 R_p は次の簡単な式に近似できる。

$$R_p \cong 1 - \frac{4 s_e}{p_e} \left(\frac{1 - \tanh^2 g_e d}{1 + \frac{g_e^2}{p_e^2} \tanh^2 g_e d} \right) \quad (7.7)$$

実際の測定では、プリズムから出射する光の強度を測定しながらプリズムへの入射角 α を変化させ、光強度が急激に変化する、つまり $\beta/k_0 = n_y$ となる臨界角を求めればよい。基板の屈折率 n_y は、臨界入射角 α 、プリズム屈折率 n_p 、プリズム角 ϵ より

$$n_y = \sin \alpha \cos \epsilon + (n_p^2 - \sin^2 \alpha)^{1/2} \sin \epsilon \quad (7.8)$$

と求められる。プリズムを基板上で90°回転させれば、同様の手順で n_z が求まる。

入射光がTM偏波の場合、臨界入射は $\beta/k_0 = n_x$ で生じる。TM偏波に対する電力反射係数 R_p は次式で表わされる。

$$n_x \leq \beta/k_0 \quad R_p = 1 \quad (7.9)$$

$$n_g \leq \beta/k_0 \leq n_x \quad R_p = \frac{n_g^4 g_m^2 (n_z^2 p_m - n_p^2 s_m)^2 + (n_p^2 n_z^2 g_m^2 + n_g^4 p_m s_m)^2 \tanh^2 g_m d}{n_g^4 g_m^2 (n_z^2 p_m + n_p^2 s_m)^2 + (n_p^2 n_z^2 g_m^2 - n_g^4 p_m s_m)^2 \tanh^2 g_m d} \quad (7.10)$$

但し

$$p_m = (n_p^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (7.11)$$

$$g_m = (\beta^2 - n_g^2 k_0^2)^{1/2} \quad (7.12)$$

$$s_m = \frac{n_z}{n_x} (n_x^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (7.13)$$

β/k_0 が n_x よりわずかに小さい場合の R_p は次式で近似される。

$$R_p \approx 1 - \frac{4 n_p^2 s_m}{n_z^2 p_m} \left(\frac{1 - \tanh^2 g_m d}{1 + \frac{n_p^4 g_m^2}{n_g^4 p_m^2} \tanh^2 g_m d} \right) \quad (7.14)$$

従って、基板の x 方向屈折率 n_x は、TE 偏波と同様の手順で求めることができる。

臨界入射近傍における R_p の変化量を評価するために、Z cut LiTaO₃ 基板を TiO₂ プリズム ($n_o = 2.583$, $n_e = 2.865$) で測定するモデルを取り上げ、式 (7.2) (7.10) の数値計算を行なった。ここでプリズムの光学軸はプリズムの稜と平行で、TE 偏波は n_e を、TM 偏波は n_o を感じるものとする。空気間隙の幅 d をパラメータに選び、TE、TM 各偏波の結果を図 7.2, 7.3 に示す。TE 偏波については $\beta/k_0 = 2.176$ で、TM 偏波については $\beta/k_0 = 2.181$ で R_p は急激に減少し、尖点となっている。従って、反射光強度の変化を観測することで、容易に臨界入射を知ることができる。図 7.3 より、TM 偏波で R_p に十

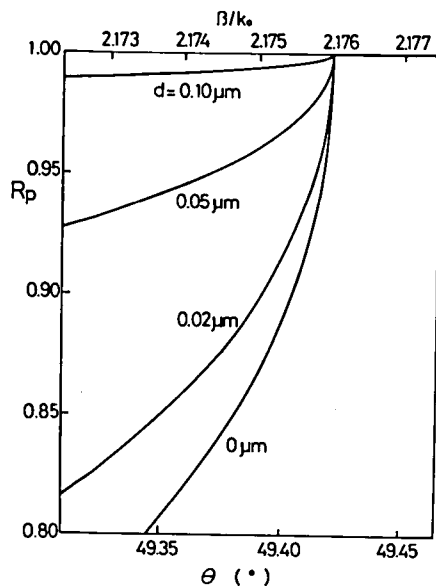


図 7.2 TE 偏波における電力反射係数 R_p の変化

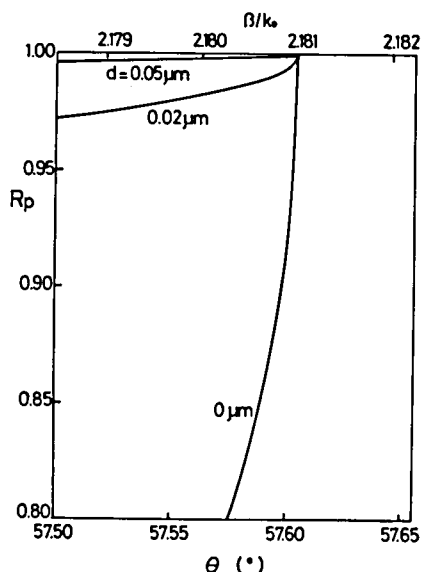


図 7.3 TM 偏波における電力反射係数 R_p の変化

分な減少量を得るためには、空気間隙の幅を非常に狭くすることが必要になる。これはTE偏波と比べてTM偏波では空気間隙中への電磁界のしみ出しが少ないためであり、空隙に屈折率の高いマッチングオイルを用いることで改善できる。図7.4は CH_2I_2 ($n = 1.74$) をマッチングオイルとして用いた場合の、TM偏波に対する R_p の変化である。同一の空隙幅では、図7.2のTE偏波以上の減少量を得られている。

R_p の減少量は、プリズムの屈折率 n_p とも関係している。式(7.4)(7.7), (7.11)(7.14)より、なるべく基板の屈折率に近い屈折率を持つプリズムを用いれば、 R_p の減少量を大きく取れることがわかる。例えば、 TiO_2 プリズムの代わりに SrTiO_3 プリズム ($n = 2.386$) を用いれば、図7.2における R_p の減少量は約2倍になる。

7.2.2 誤差の評価

レーザーからのガウスビームを光源に用いる場合、有限のビーム幅による回折問題が生じる。これによる誤差を見積るため、前節と同一のモデルを用いてガウスビーム入射時の電力反射係数 R_p を計算した。スポットサイズの半径 ω_0 をパラメータに選び、空気間隙 $0.02\text{ }\mu\text{m}$ でTE偏波の結果を図7.5に示す。計算に際し、入射ガウスビームは y 方向には一様とし、ビームウエストはプリズム底面にあるとした。平面波入射では尖点となっていた R_p 曲線の折点は、ガウスビームを用いることにより丸まり、 R_p が減少を始める点は、ガウスビームを絞るほど高屈折率側に移動する。従って、高い精度を得るためには、太い径のガウスビームを用いる必要がある。例えば屈折率を小数点以下4桁目まで求めるには ω_0 を 0.8 mm 以上に選ぶ必要がある。

他の誤差要因には、入射角 α 、プリズム角 ε 、プリズム屈折率 n_p がある。これらの誤差が屈折率値に及ぼす影響は、式(7.8)を微分することにより求まる。例えば図7.2の数値計算に採用した構造で、 n を $\pm 10^{-4}$ の精度で測定するためには、各々の誤差が単独で存在する場合、 α は $32''$ 以下、 ε は $10''$ 以下、 n_p は 0.00013 以下の精度で求めることが必要である。 α と ε の許容誤差は最小偏角法 ($\varepsilon = 40^\circ$ $n_p = 2$ のプリズムで測定するものとする) と同程

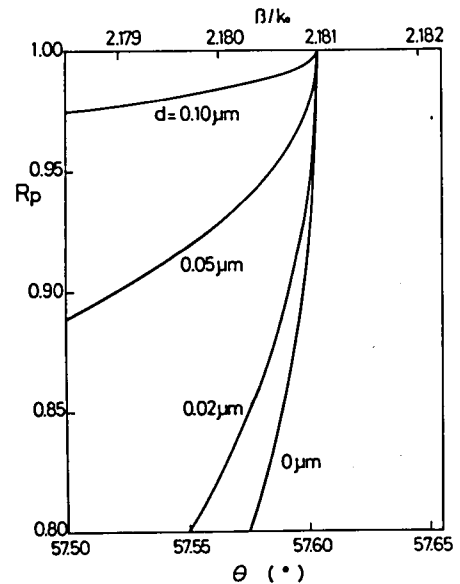


図7.4 TM偏波における電力反射係数 R_p の変化。プリズム-基板間に CH_2I_2 ($n = 1.74$) を満たした場合

度であり、アベレス法 (Brewster angle 法) と比較すれば1桁ゆるやかである。これはプリズム入射面での屈折により、 θ の微小な変化が α に拡大して表われるからである。

7.2.3 測定結果

光源には $0.6328\mu\text{m}$ の He-Ne レーザーを用い、反射光強度は太陽電池でモニターした。ガウスビームのスポットサイズ半径は 0.42mm である。測定中の温度は $25 \pm 1^\circ\text{C}$ に保たれている。プリズムの材質は TiO_2 で、光学軸は稜と平行である。測定に先立ち、最小偏角法で屈折率、頂角を測定したところ、 $n_e = 2.8641 \pm 0.0001$, $n_o = 2.5830 \pm 0.0001$, $\epsilon = 50.773 \pm 0.002^\circ$ であった。

基板に Z cut LiTaO_3 を用いて TE 偏波を入射させ、反射光強度を測定した例を図 7.6 に示す。

$\beta/k_0 = n_o$ に対応する折点を明確に知ることがで

きる。いくつかの光学材料についての測定結果を表 7.1 にまとめた。測定値の平均二乗誤差は ± 0.0003 である。TM 偏波においても、反射光強度に十分な減少量が得られたため、マッチングオイルは使用していない。表 7.1 中、測定(1), (2)は同一試料だが測定日を変えたもので、再現性がある。(3)は(1)と同一のウェハーから切り出した基板であるが 1200°C 9 時間、空气中で熱処理を施したもので、 Li_2O の外拡散による屈折率の上昇が認められる。(4)および(5)は同一の屈折率を偏波を変えて測定したもので、誤差の範囲で一致している。

以上の測定において、最終誤差の約2/3は $\omega_0 = 0.42\text{mm}$ のガウスビームを用いたことに起因する。従って、より太いガウスビームを用いれば精度は上がり、例えば $\omega_0 = 0.8\text{mm}$

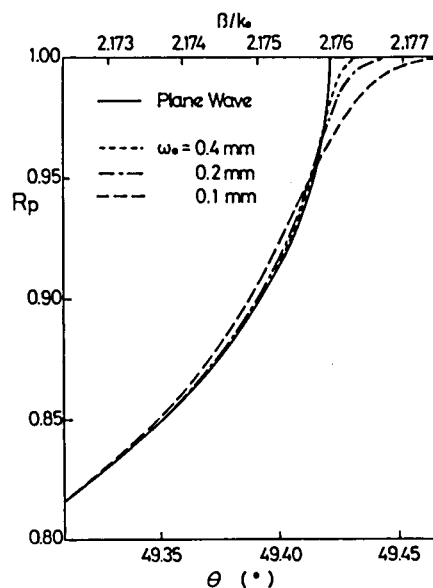


図 7.5 ガウスビーム入射時の電力反射係数 R_p
TE 偏波, 空隙間隔 $0.02\mu\text{m}$

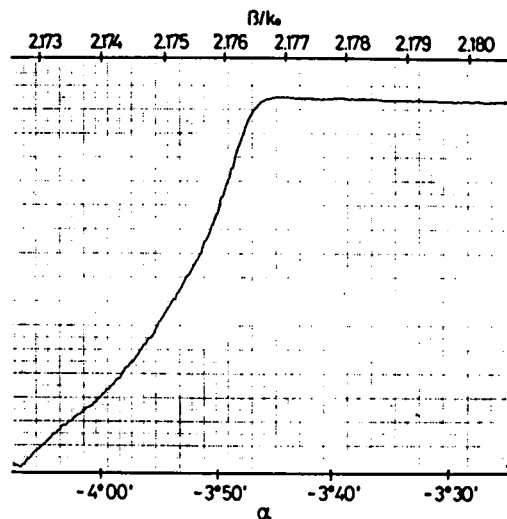


図 7.6 反射光強度変化の測定例

とすれば、誤差を 1/2 に減少させることができる。

表 7.1 測定結果の例 測定値の平均二乗誤差は ± 0.0003

測 定	基 板	TE	TM
1	Z cut LiTaO ₃ ^a	$n_o = 2.1765$	$n_e = 2.1815$
2	Z cut LiTaO ₃ ^a	$n_o = 2.1765$	$n_e = 2.1816$
3	Z cut LiTaO ₃ ^b	$n_o = 2.1771$	$n_e = 2.1840$
4	Z cut LiTaO ₃ ^c	$n_o = 2.1765$	$n_e = 2.1765$
5	Corning 7059	$n = 1.5283$	$n = 1.5286$
6	Z cut LiNbO ₃	$n_o = 2.2865$	$n_e = 2.2012$
7	Z cut Al ₂ O ₃	$n_o = 1.7659$	$n_e = 1.7582$

a. 同一の試料を使用

b. 1200℃ 9 時間, 空气中で熱処理

c. 光学軸は伝搬方向と直角に配置

7.3 改良アベレス法による薄膜屈折率の測定

光導波実験に必要な装置系を既に所有している場合、最も簡便で精度の高い薄膜屈折率の測定法は Synchronous angle 法 (m ライン法) である。本研究でも通常はこの方法を用いているが、膜厚が薄くて導波モードが一つしか存在しない場合にはこの方法は使えない。そこで精度は一桁程度落ちるが、やはり簡便なアベレス法を用いて極薄膜の測定を行なうことにした。従来のアベレス法では、薄膜のついている部分とない部分の境界に TM(p) 偏光の光をあて、境界線の消失を肉眼で観測する方法⁽³⁾が主に用いられているが、測定時のあいまいさを減らしより精度を向上させるために、光源となるレーザービームを振幅の等しい二つに分け、同時に薄膜と基板部分にあて、その反射光強度の差が零になる入射角を測定する方法を試みた。

7.3.1 装置の構成

全体的な配置は図 7.7 の通りである。ビームはその直径の 2 倍程度離せば良いので、厚めのガラス板に斜め入射させ、1 次及び 2 次の透過光を用いる。2 次ビームは 1 次ビームより常に弱く、その振幅と両者の分離量をガラス板への入射角に対して示せば図 7.8 のようになる。分離量と 2 次ビームの減衰量との兼ね合いから、入射角は 50°~70° に設定すれば良い。

2本のビームを等振幅とするためには、図7.7中の減衰器1により1次ビームを減衰させる必要があるが、減衰器中における光の干渉等により減衰器通過後の光電力に変動が生じる場合がある。そのため実際には図7.7中に矢印で示すように、ビームスプリッタと減衰器を一体化した構造を用いている。

等振幅にしたTM(p)偏光の2本のビームを試料の薄膜部分、及び基板部分に入射させ、反射光強度は特性の揃った2個の太陽電池で観測する。反射光強度が等しくなる試料への入射角 φ_B を求めれば、薄膜の屈折率 n_f は

$$n_f = \tan \varphi_B \quad (7.15)$$

と計算される。

7.3.2 測定結果

アベレス法は特定の屈折率×膜厚値(nd 値)において誤差が急激に増大するという本質的欠点を持っているが、入射角測定、入射ビーム幅、TM偏光からのずれ、光電力の測定誤差をすべて検討した結果、現在の装置系を用いて特定の nd 値(例えば図7.9横軸の値で 4π)近傍を除いた90%の nd 値について0.1%以下の誤差で測定可能であると予想される⁽⁴⁾。

比較のためSynchronous angle法でも測定できる程度に厚い Nb_2O_5 膜をコーニング7059ガラス上にスパッタリング法で作成し、Synchronous

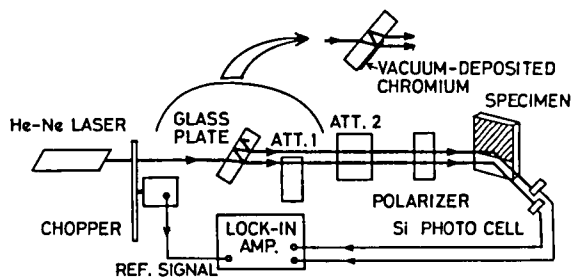


図7.7 測定系のブロック図

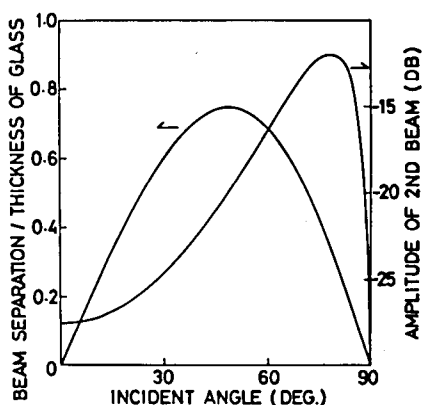


図7.8 ガラス板ビームスプリッタの特性
(2次ビームの振幅は入射ビームに対する値)

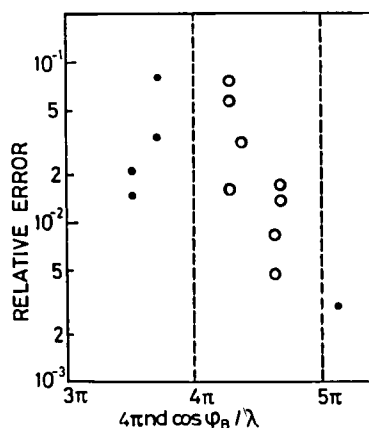


図7.9 Synchronous angle法による測定値に対する本方法による測定値の誤差
(○は負、●は正の値を示す)

angle 法の結果を真値と仮定してアベレス法の誤差を図 7.9 に示す。これを見ると、実際には予想より 1 桁以上大きな誤差が生じている。しかし測定値の再現性は良く、誤差は系統的に生じていることから、この原因として膜面の凹凸により散乱損失を被ること、膜の屈折率が厚み方向に変化している可能性があることが考えられる。膜屈折率が一様でない場合、原理上 Synchronous angle 法は積分的な値を与えるのに対し、アベレス法は屈折率の変化の仕方に敏感である⁽⁶⁾ことが知られている。屈折率分布の明確な損失の少ない試料を用いて両者の比較を行なうと共に、損失、及び屈折率分布を有する薄膜に対するアベレス法の詳細な検討をする必要がある。

7.4 改良プローブ法による伝搬損失の測定

光導波路の伝搬損失は、大きく分けて 2 つの方法で測定されている。1 つはプリズム結合器により光の入出力を行なう 2 プリズム法で、入出力プリズム間の距離に対して出力光強度変化を測定する方法である。他の 1 つは導波モードの散乱光強度を伝搬距離に対して測定する方法である。2 プリズム法は伝搬距離に対して導波モードの電力そのものを測定する最も直接的な方法で、伝搬損失の大小を問わずすべての導波路に適用可能である。しかし出力プリズムの移動に際し、入力プリズムの結合度を変えないよう細心の注意を払う必要があり、またプリズム結合を何回も繰り返すためプリズムおよび導波路を損傷し易い。一方、散乱光測定法は損失の少ない（1 dB/cm 程度）導波路や、拡散導波路のように基板と導波層の屈折率差が小さい導波路では、空気中への散乱光強度が極めて小さくなるため測定誤差が増大し、また散乱光強度を測定するプローブと導波路の結合を一定に保つ必要がある。しかし 2 プリズム法と比較して、測定は容易に短時間に行なえる。

本研究では、スパッタリングにより作成される多くの試料を測定するため、散乱光強度を測定するプローブ法を取り上げ、簡便でかつ信頼度を高めるように改良を行なった。

7.4.1 原理

従来は散乱光を受けるプローブとして、しばしば光ファイバーが用いられているが⁽⁶⁾、コア部の直径が細い（例えば 100 μm ）ため、導波路とプローブ端の間隔を一定に保ちつつプローブを移動させることは容易ではない。また、受光面が小さいため、受光素子に入射する光は極めて微弱なものになり、これらの要因がプローブ法の信頼性を低下させている。そこで本研究では断面の大きいガラス棒をプローブとして用いる。プローブ径を太くすれば高さ方向、横方向のわずかなずれに対して受光強度は安定であり、受光量も多くなる。また、散乱

光強度は伝搬距離に対し指数関数的に減少すると考えられるため、太いプローブで広い領域から集光しても、受光量はプローブの移動距離に対し同様に指数関数的に変化する。しかし導波路の長さは有限であり、導波路の両端付近ではプローブの受光効率が変化するため誤差を生じ、プローブが太いほど可動範囲が小さくなる(図 7.10 参照)。従って、プローブは導波路の伝搬方向には小さく、それと垂直な方向に大きい形状が望ましく、図 7.11 のような板状プローブを作成した。受光素子にはプローブの大きな受光面に対応して太陽電池を用い、図 7.12 の構造とした。測定系全体の構造を図 7.13 に示す。

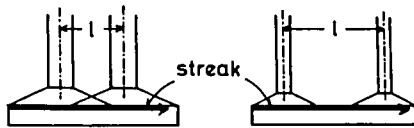


図 7.10 プローブの太さとその可動範囲の関係(太い程 狭くなる)

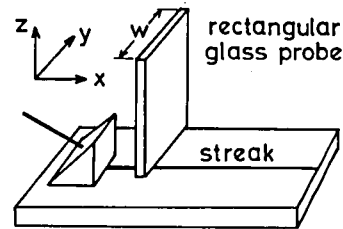


図 7.11 プローブの形と座標系

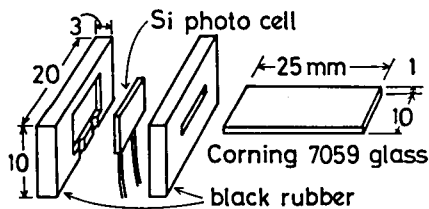


図 7.12 プローブと受光器の構成

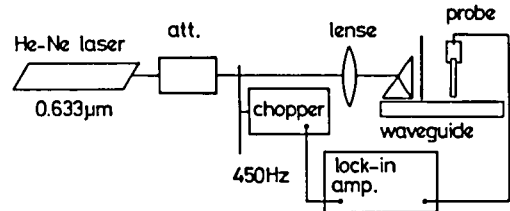


図 7.13 測定系のブロック図

7.4.2 測定結果

プローブが横方向(y 方向)にずれた場合の出力変動を測定した。図 7.14 に示すように、板状プローブは構造上この方向のずれに対し非常に安定である。比較のために直径が 1.4 mm の円柱状プローブの結果を図 7.15 に示す。光ファイバープローブに比べてはるかに緩やかであるが、1 mm のずれに対して 5 dB の出力変動がある。

図 7.16 は高さ方向(z 方向)へのずれによる出力変化である。図中の曲線群は、 $z=0$ で同じ値となるよう相互にずらしてある。 x が大きい所で極大となるのは、導波光のストリークが $x=0$ から始まっており、 $x=0$ に近いプローブは $x<0$ からの散乱光を集められない

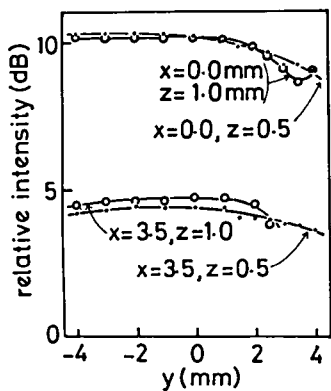


図 7.14 板状プローブの横方向へのずれの影響

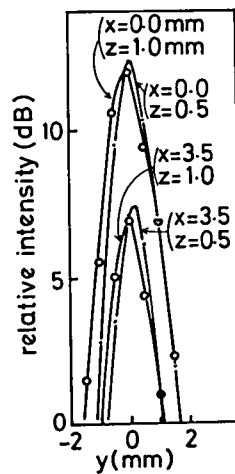


図 7.15 円柱状プローブの横方向へのずれの影響

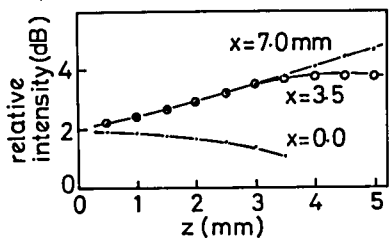


図 7.16 板状プローブの高さ方向へのずれの影響

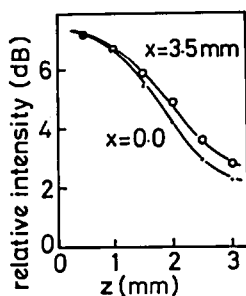


図 7.17 円柱状プローブの高さ方向へのずれの影響

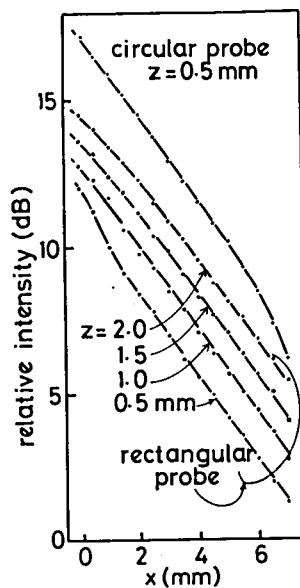


図 7.18 伝搬損失の測定例

からである。上述の円柱状プローブについて同じ測定をすると図 7.17 を得る。集光面が小さいため曲線は単調減少となっているが、高さ 0.5 mm 程度までは板状プローブと同程度の出力変動である。

板状、円柱状のプローブを使って実際に導波損失を測定した例を図 7.18 に示す。この導波路はコーニング 7059 ガラス上に 3700\AA の Nb_2O_5 をスパッタリングにより作成したもので、励振モードは TE_0 である。円柱状、板状いずれのプローブも 0.5 mm の高さにおいて伝搬損失は 14.3 dB/cm と同じ値を示す。円柱状プローブに対する結果は省略したが、板状プローブと同様に高さを上げるほど見かけの伝搬損失は減少し誤差となるので、高さは 1 mm 以下に設定することが必要である。

7.5 ま と め

本章では試作導波路の特性測定法として、基板屈折率を測るプリズム結合法、薄膜屈折率を測定する改良アベレス法、導波モードの伝搬損失を測定する改良プローブ法について述べた。

プリズム結合法は、光導波実験用プリズム結合器を用いて基板に放射モードを励振し、放射モード伝搬定数の上限を測定することにより基板の屈折率を求める方法である。本方法は手順が簡単で、測定基板に特別な加工を施す必要がなく、十分に校正されたプリズムを用いれば最小偏角法と同程度の精度を得ることができる。最小スポットサイズ半径が 0.42 mm のガウスビーム ($\lambda = 0.6328\text{ }\mu\text{m}$) を用いていくつかの光導波路用基板材料を測定し、 ± 0.0003 の精度で屈折率を求めた。半径 0.8 mm のガウスビームを用いれば、誤差を半分に減らすことができる。

改良アベレス法は、従来のアベレス法（基板部分と薄膜部分の同一反射率条件を、主に目視により求める）を、レーザーを光源に用いたより定量的な測定に適合するよう改良したものである。現在のところ測定誤差は 1% 内外であるが、0.1% 程度にまで減らし得ることが理論的に予想される。

改良プローブ法は、伝搬光の散乱光強度を測定して伝搬損失を求めるプローブ法を、簡便で、かつ信頼性を高めるように改良したもので、従来の光ファイバプローブに代えて、受光面積がはるかに広い板状プローブまたは円柱状プローブを採用した。その結果、プローブ移動に際しての機械的精度要求が、格段に緩やかになり、信頼性の高い測定が短時間に行なえるようになった。

これらの測定法は、本研究を遂行する上で不可欠の技術である。

参 考 文 献 (第7章)

- (1) M. Born and E. Wolf. "Principle of Optics", Pergaman, Oxford, 1959.
- (2) W. L. Bond, "Measurement of the Refractive Indices of Several Crystals", J. Appl. Phys., **36**, 5, pp. 1674-1677 (1965).
- (3) A. C. Traub and H. Osterberg, "Brewster Angle Apparatus for Thin Film Index Measurements", J. Opt. Soc. Am., **47**, 1, pp. 62-64 (1957).
- (4) 栗井, 小野寺, 池上, "レーザーを光源とするアベレス法-薄膜屈折率の測定と誤差の評価-", 昭57信学光・電波全大, 279.
- (5) J. E. Goell and R. D. Standley, "Effect of Refractive Index Gradients on Index Measurement by the Abeles Method", Appl. Opt., **11**, 11, pp. 2502-2505 (1972).
- (6) J. E. Goell and R. D. Standley, "Sputtered Glass Waveguide for Integrated Optical Circuits", Bell Syst. Tech. J., **48**, 12, pp. 3445-3448 (1966).

第8章 結 論

本研究は構造が簡単で製作精度要求が緩やかという特色を持つ導波-放射モード結合型変調器を取り上げ、その高効率化を図り、素子の試作、検討を行なったものである。従来の導波-放射モード結合型変調器における最大の問題は、変調効率が極めて小さい事であった。しかし、薄膜導波路構造導波-放射モード結合光変調の厳密な解析を行ない、高効率化について考察した結果、基板と薄膜の屈折率および異方性を適切に選ぶことにより、大幅な変調効率改善を達成し得ることを明らかにした。また、拡散導波路構造についてもその解析法を示し、同様の手法で高効率化が行なえることを明らかにした。具体的な変調器構造としては、Z cut LiTaO_3 を基板にして Nb_2O_5 薄膜をスパッタリング法により作成した導波路および Z cut LiTaO_3 への Nb 内拡散により作成した導波路を挙げ、高い効率が得られる導波路諸定数を理論的に求めた。ついで、そのような定数を持つ導波路を製作する条件を探索し、実際に変調器を製作し、ほぼ予想通りの高い変調効率を得た。更に、変調感度の向上を目指して変調器のチャンネル導波路化を図り、そのモード解析法を開発した。実際に Nb 拡散 LiTaO_3 チャンネル導波路を用いて実現した変調器では、スラブ導波路構造と同等の変調度を、はるかに低い変調電圧で得ることができた。

以上、本研究の概要を簡単に述べたが、各章毎に得られた結果をまとめると、次のようになる。

第2章では薄膜導波路型変調器に関する理論的考察を行ない、変調特性の厳密な解析法ならびに高効率変調を行なうための条件を明らかにした。解析は導波路基板層の有限の厚さを考慮して行ない、変調器内における結合モードの振舞いを厳密に求め、導波モードから変換された電力が基板中へ放射される様子を明らかにした。変調特性の高効率化は、導波路構成材料の屈折率を適切に設定して、両結合モード電磁界の位相を空間的に揃え、強いモード結合を起こすことにより達成する。望ましい導波路構造は、Z cut LiTaO_3 を基板に用いる場合、薄膜に屈折率 2.265 の等方性材料、もしくは屈折率 2.265 以下の弱い負結晶、屈折率 2.265 以上の弱い正結晶を用いたもので、 $3\text{ V}/\mu\text{m}$ の変調電界で素子長 1 cm 当り 100 dB 以上の変調度が得られることを示した。

第3章では RF 反応性スパッタリング法により Nb_2O_5 薄膜- LiTaO_3 基板構造の薄膜導波路型変調器を試作し、変調特性を測定した。作成した Nb_2O_5 膜はアモルファスで、その屈折率はスパッタリング条件、特に雰囲気ガスの圧力を変えることにより 2.16~2.32 の間

で調節することができた。なお、同一条件下での屈折率のばらつきは 0.005 以内、生成速度のばらつきは 5% 以内であった。このように Nb_2O_5 は広範囲に制御性良く屈折率値を変え得るため、 LiNbO_3 、 LiTaO_3 等を基板に用いる光機能素子の薄膜材料として適した材料であることがわかった。 Nb_2O_5 薄膜導波路における TE_0 モードの伝搬損失は、基板がコーニング 7059 の場合、膜厚 7000 \AA 近傍では $1 \sim 2 \text{ dB/cm}$ 、膜厚 3000 \AA 近傍では $5 \sim 10 \text{ dB/cm}$ であった。また、Z cut LiTaO_3 を基板に用いた場合には、膜厚 $1 \mu\text{m}$ の導波路で 1.3 dB/cm 、膜厚 $0.24 \mu\text{m}$ の導波路で 5.2 dB/cm を得た。変調器は Nb_2O_5 膜の屈折率が 2.265 前後になるようにスパッタリング条件を定めて作成した導波路に、間隔 $55 \mu\text{m}$ 、長さ 4.7 mm の変調用コプレーナ電極を蒸着して製作した。低周波信号を用いて変調特性を調べた結果、 400 V の電圧を印加して 21.0 dB の高い変調度（消光比）を得た。素子長 1 cm に換算すれば 45 dB となる。この結果は、これまで報告されていた値と比較して 100 倍程度改善されている。

第 4 章では拡散導波路型変調器の解析を行なった。まず、拡散導波路のモード解析法として、微分方程式の初期値問題と同様な手順で Helmholtz 方程式を数値的に解く直接数値解法、ならびに電磁界インピーダンスの深さ方向共振条件からモードを決定する横共振法を開発し、両方法とも高い精度で解が得られることを示した。次いで、これらの方法を用いて拡散導波路における導波-放射モード結合光変調の解析を行なったところ、Nb 拡散 Z cut LiTaO_3 導波路において Nb の拡散量を適切に定めれば、 $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ の電界の下で、素子長 1 cm 当り 50 dB 以上の高い変調度を得られることが明らかとなった。

第 5 章では実際に Nb 拡散 LiTaO_3 導波路を作成して変調特性を測定し、先の理論解析結果の検証を行なった。従来、Z cut LiTaO_3 への Nb 拡散は試みられておらず、今回初めて拡散特性を詳細に調べ、拡散条件と導波路パラメータ（屈折率上昇値、拡散深さ）との関係を明らかにした。Nb の内拡散と同時に Li_2O の外拡散が生じ、導波路の異常光屈折率が大きく上昇したが、作成導波路を LiNbO_3 粉末中で熱処理することにより補償できた。この処理の後、再分極処理を行ない、導波路上に間隔 $50 \mu\text{m}$ 、長さ 5 mm のコプレーナ電極を蒸着し、変調器を製作した。測定された変調度は、変調電圧 250 V （このとき電界強度が約 $3 \text{ V}/\mu\text{m}$ ）において 23.4 dB （ 47 dB/cm ）である。これ以上の変調電圧では出力光強度が微弱になり、散乱光等の影響を受け易いため、変調度は飽和する傾向にあり、 400 V 印加時には 27.7 dB （ 55 dB/cm ）となった。

第 6 章では変調電圧の低減化を図るため、変調器のチャンネル導波路化を行なった。変調器製作に先立ち、チャンネル導波路の分散特性を解析したが、このために変分法に基づく方法を開発した。この解析法は従来のレーレーリッツ法とは異なり、試験関数として変数分離

可能で、かつ問題としている導波路に近い屈折率分布を持つ仮想導波路の厳密解を用いる。これにより変分表現式は簡単な形で表わされ、その物理描像もつかみ易くなる。実際のチャンネル導波路は、Nb 拡散 LiTaO_3 導波路構造で実現した。4 μm 幅のストリップ状 Nb 拡散源を用いて作成した導波路は、深さ方向には単一モード、横方向には2モード存在するチャンネル導波路となった。これは先の理論解析結果と一致している。この導波路上に、間隔 10 μm 、長さ 5 mm のコプレーナ電極を蒸着し、変調器を製作した。70 V の電圧印加で得られた変調度は 18.5 dB (37 dB/cm) であった。スラブ導波路構造と比べて、変調電圧は約 1/5 に低減されている。

本研究を推進する過程において、多くの試作導波路の特性測定を行なう必要があった。そのため、基板屈折率測定法としてプリズム結合法、薄膜屈折率測定法として改良アベレス法、伝搬損失測定法として改良プローブ法を新たに開発し、詳細を第7章で報告した。導波路の基板として用いるバルク状結晶の屈折率は、プリズム結合法により ± 0.0003 の精度で求めることができた。改良アベレス法による薄膜屈折率の測定誤差は、現在のところ 1% 内外であるが、理論的には 0.1% 程度にまで減らし得る。改良プローブ法では、従来の光ファイバーをプローブに用いる方法と比較して、プローブを移動させる際の機械的精度ははるかに緩やかなもので良い。そのため、信頼度の高い測定を、簡単な装置で短時間に行なうことができる。これらの測定法は、本研究での目的に適合したものであると同時に、汎用性も高い。特にプリズム結合法は、従来の最小偏角法と異なり、被測定結晶をプリズム状に加工する必要がなく、簡単な手順で精度の高い測定が出来るため、光学結晶の屈折率測定法として利用価値の高い方法と思われる。

今回の研究において、導波-放射モード結合型変調器の高効率化という目的は、ほぼ達成できたと考える。光変調器において、高効率化と共に重要な課題は、広帯域化であろう。本研究では低周波領域で変調特性を調べたため、集中定数型の変調電極構造を採用したが、この場合の変調周波数帯域は 2 ~ 3 GHz である。広帯域化を図るには、進行波型変調を行なう必要がある。進行波型動作をさせることにより、本実験と同様のコプレーナ電極構造を用いても 10 GHz 程度の帯域が見積れる。進行波型変調において帯域が制限される要因は、光波と変調波の速度不一致であるため、変調電極構造の工夫により変調波の速度を上げて光波の速度に近づければ、更に高い周波数で変調可能となる。光が本質的に持つ超広帯域伝送の可能性を活かすべく、これら変調器の広帯域化について、理論的、実験的な検討を行なうことが今後の課題であろう。

謝

辞

本研究は京都大学工学部 池上淳一教授の御指導の下に行なわれたもので、終始懇切なる御指導と御鞭撻を賜り、心から感謝いたします。

また、本研究を進めるにあたり、京都大学工学部 中島将光助教授、栗井郁雄助手には常に有益な御教示、御討論を戴き、心からお礼を申し上げます。さらに、京都大学工学部 安達正利助手、竹田美和助手、清水勝助手には研究の途上、暖かい援助と助言を戴き、厚くお礼申し上げます。

本研究は池上研究室の大学院生、学部学生；小林雅彦、米倉隆典、奥田昌宏、佐伯秀一、松岡茂樹、吉廣俊孝、内山裕敏、中谷英彦、松岡宏樹、倉田政彦の各氏ら多くの方々の協力を得てなし得たもので、ここに深く謝意を表します。

附録 A LiTaO_3 , LiNbO_3 の材料定数

	LiTaO_3 (Ref.)	LiNbO_3 (Ref.)
結晶点群	3 m	3 m
融 点	1650 °C (1)	1253 °C (5)
キュリー温度	618 °C (2)	1210 °C (6)
屈折率 ($\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$)	$n_o = 2.176$ $n_e = 2.181$ (2)	$n_o = 2.288$ $n_e = 2.207$ (9)
比誘電率	$\epsilon_{11} = 41$ $\epsilon_{33} = 43$ (3)	$\epsilon_{11} = 44$ $\epsilon_{33} = 28$ (7)
電気光学定数 $\times 10^{-12} \text{m/V}$	$r_{33} = 30.3$ $r_{13} = 7$ $r_{51} = 20$ $r_{22} = 1$ (4)	$r_{33} = 30.8$ $r_{13} = 8.6$ $r_{51} = 28$ $r_{22} = 3.4$ (8)

表の屈折率値は congruent 組成 ($\text{Li}/\text{Ta} = 0.951$, $\text{Li}/\text{Nb} = 0.942$) における値で、組成が異なると屈折率は以下のように変化する。

	組 成 比	n_o	n_e	(Ref.)
LiTaO_3	$\text{Li}/\text{Ta} = 0.905$	2.177	2.183	
	$\text{Li}/\text{Ta} = 0.951$	2.176	2.181	
	$\text{Li}/\text{Ta} = 1.137$	2.175	2.177	(2)
LiNbO_3	$\text{Li}/\text{Nb} = 0.80$	2.288	2.218	
	$\text{Li}/\text{Nb} = 0.942$	2.288	2.207	
	$\text{Li}/\text{Nb} = 1.20$	2.288	2.188	(9)

文 献

- (1) A. A. Ballman; J. Am. Ceram. Soc., **48** (1965), 112.
- (2) S. Miyazawa and H. Iwasaki; Review of E. C. L., **21** (1973), 374.
- (3) A. W. Warner, M. Onoe, and G. A. Coquin; J. Acoust. Soc. Am., **42** (1967), 1223.
- (4) P. V. Lenzo, E. H. Turner, E. G. Spencer, and A. A. Ballman; Appl. Phys. Lett., **8** (1966), 81.
- (5) A. Reisman and F. Holtzberg; J. Am. Chem. Soc., **80** (1958), 6503.
- (6) K. Nassau and H. J. Levinstein; Appl. Phys. Lett., **7** (1965), 69.
- (7) R. T. Smith and F. S. Welsh; J. Appl. Phys., **42** (1971), 2219.
- (8) E. H. Turner; Appl. Phys. Lett., **8** (1966), 303.
- (9) L. G. Bergman, A. Ashkin, A. A. Ballman, J. M. Dziedzic, H. J. Levinstein, and R. G. Smith; Appl. Phys. Lett., **12** (1968), 92.

附録 B 導波－放射モード結合方程式の近似解法

TE 導波－TM 放射モード結合を表わす微積分モード結合方程式

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dg}{dz} = -j\beta_g g - j\int C \gamma d\rho \\ \frac{d\gamma}{dz} = -j\tilde{C}g^* - j\beta_\rho \gamma \end{array} \right. \quad (\text{B. 1})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\gamma}{dz} = -j\tilde{C}g^* - j\beta_\rho \gamma \end{array} \right. \quad (\text{B. 2})$$

を初期条件

$$g(0) = g_0 \quad (\text{B. 3})$$

$$\gamma(0) = 0 \quad (\text{B. 4})$$

の下で解き、TE 導波モードの電力減衰定数 2α を求める。式 (B. 1) (B. 2) は式 (2. 2) を再び示したもので、使用記号も同じである。

TE 導波モードの複素振幅 $g(z)$ 、TM 放射モードの複素振幅 $\gamma(z; \beta_\rho)$ を、 z に関して激しく振動する項（位相項）と緩やかに変化する項（振幅項）に別けて式 (B. 1) (B. 2) に代入することにより次式を得る。ここで各モードの振幅項を表わす記号に再び $g(z)$ 、 $\gamma(z; \beta_\rho)$ を用いた。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dg}{dz} = -j\int_{n_{es}k_0}^{n_{os}k_0} C(\beta) \beta \frac{n_{os}}{n_{es}} \gamma(z; \beta) \frac{e^{-j(\beta-\beta_g)z}}{\sqrt{n_{es}^2 k_0^2 - \beta^2}} d\beta \\ \frac{d\gamma(z; \beta_\rho)}{dz} = -j\tilde{C}(\beta_\rho) g(z) e^{j(\beta_\rho - \beta_g)z} \end{array} \right. \quad (\text{B. 5})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\gamma(z; \beta_\rho)}{dz} = -j\tilde{C}(\beta_\rho) g(z) e^{j(\beta_\rho - \beta_g)z} \end{array} \right. \quad (\text{B. 6})$$

式 (B. 6) を 0 から z まで積分して式 (B. 5) に代入すると

$$\frac{dg(z)}{dz} = \int_0^z g(z') f(z-z') dz' \quad (\text{B. 7})$$

を得る。ここに

$$f(z) = -\int_{n_{es}k_0}^{n_{os}k_0} |C|^2 \beta \frac{n_{os}}{n_{es}} \frac{e^{-j\beta z}}{\sqrt{n_{es}^2 k_0^2 - \beta^2}} e^{j\beta_g z} d\beta \quad (\text{B. 8})$$

である。解析的にこの積分は実行不可能なので、次の近似を行なう。変調電界による誘電率テンソルの非対角項、式 (2. 1) は小さいので、TE 導波モードと結合する TM 放射モードは $\beta = \beta_g$ の近傍のみと考えられる。この近傍では放射モードの界分布も大きく変わらないため、結合係数を含む $|C|^2 \beta \frac{n_{os}}{n_{es}}$ なる項は $\beta = \beta_g$ における一定値をとるものとして積分の外に出すことができよう。そうすると、ベッセル関数の積分表示

$$J_0(a|z|) = \frac{1}{\pi} \int_{-a}^a \frac{e^{-j\beta z}}{\sqrt{a^2 - \beta^2}} d\beta \quad (\text{B. 9})$$

を使って式 (B. 8) は

$$f(z) = -\pi |C|^2 \beta_g \frac{n_{os}}{n_{es}} e^{j\beta_g z} J_0(n_{es} k_0 |z|) \quad (\text{B. 10})$$

と書ける。後の便宜の為にこのラプラス変換を求めておく。

$$F(s) \equiv \int_0^\infty e^{-sz} f(z) dz = -\pi |C|^2 \frac{n_{os}}{n_{es}} \frac{\beta_g}{\sqrt{(s-j\beta_g)^2 + n_{es}^2 k_0^2}} \quad (\text{B. 11})$$

さて、式 (B. 7) をラプラス変換すると

$$sG(s) - g_0 = G(s)F(s) \quad (\text{B. 12})$$

これに式 (B. 11) を代入すれば

$$G(s) = \frac{g_0}{s + K\beta_g / \sqrt{(s-j\beta_g)^2 + n_{es}^2 k_0^2}} \quad (\text{B. 13})$$

$$\text{但し } K = \pi |C|^2 \frac{n_{os}}{n_{es}} \quad (\text{B. 14})$$

式 (B. 13) の逆ラプラス変換 $g(z)$ が求めるべき TE 導波モードの z 方向伝搬減衰特性を与えるが、このままでは解析的に求めることができないので、上式を

$$G(s) \approx \frac{g'}{s+a} \quad (\text{B. 15})$$

のようにおいて、定数 g' と a とを適当に定めることとする。変調効率がかなり大きいとしても、光の波長に比べると光減衰度は小さいので（消光比 100 dB/cm のとき 2000 波長で 1/3 程度の振幅減衰）、 z の大きい所での近似を良くするように、換言すれば、 $s=0$ の近傍で両式の $G(s)$ とその微係数 dG/ds が等しくなるようにするのがよいであろう。すると、

$$g' = g_0 \frac{\rho^3}{\rho^3 + jK\beta_g^2} \quad (\text{B. 16})$$

$$a = \frac{K\beta_g \rho^2 (\rho^3 - jK\beta_g^2)}{\rho^6 + K^2 \beta_g^4} \quad \text{但し, } \rho^2 = n_{es}^2 k_0^2 - \beta_g^2 \quad (\text{B. 17})$$

を得る。従って $G(s)$ の逆ラプラス変換は式 (B. 15) より

$$g(z) = g' e^{-az} \quad (\text{B. 18})$$

であるので、TE 導波モードの電力減衰定数（消光比） 2α は

$$2\alpha = 20 \log_{10} e \cdot K\beta_g \frac{\rho^5}{\rho^6 + K^2 \beta_g^4} \quad [\text{dB/単位長さ}] \quad (\text{B. 19})$$

と求まる。

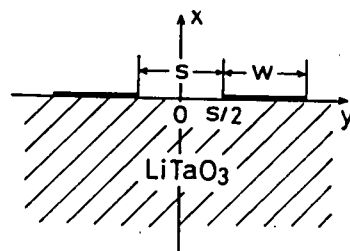
附録 C 変調用電極の電界分布，容量，特性インピーダンス

C.1. 序

電気光学効果を用いる変調器，スイッチなどの光機能素子では，制御用電界はコプレーナ電極を用いて印加する構造が普通である。この電極配置では電界強度が導波路の各場所により大きく変わることが予想されるため，素子を設計する上で，また実験結果と理論解析結果との比較を行なう上で電界強度分布を知ることが必要である。また附録Dで述べるとく，素子を集中定数型動作とした場合には，動作周波数帯域幅 Δf は容量 C により制限される。一方，進行波型動作を行なう場合には，電極を平行ストリップ線路として動作させるため，その特性インピーダンス Z を知ることが必要である。ここでは対称構造，及び非対称構造のコプレーナ電極について等角写像法で求めた電界分布，容量，特性インピーダンスを紹介し，Z cut LiTaO₃ 基板における計算例を示す。

C.2 対称構造コプレーナ電極

図C.1に示す対称構造コプレーナ電極を考える。電極の幅は w ，間隔は s である。電極の厚さを無視し，基板 ($x < 0$) と空気 ($x > 0$) の境界面は磁気壁，及び電極を伝搬する変調信号は TEM 波という仮定をすることにより，電界分布，単位長さ当りの容量，特性インピーダンスは Schwartz-Christoffel 変換の等角写像により次のように求まる。



図C.1 対称構造コプレーナ電極

(1) 電界分布；両電極間に電圧 V を加えた場合

$$E_y = -\frac{V}{s} r \cos \theta \quad E_x = \frac{V}{s} r \sin \theta \quad (\text{C.1})$$

但し
$$r = \frac{1}{K(k)} \left[\left\{ (1 - 4(Y^2 - X^2))^2 + (8XY)^2 \right\} \left\{ (1 - 4k^2(Y^2 - X^2))^2 + (8k^2XY)^2 \right\} \right]^{-\frac{1}{4}} \quad (\text{C.2})$$

$$\theta = \frac{1}{2} (\arg(1 - 4(Y^2 - X^2) + j8XY) + \arg(1 - 4k^2(Y^2 - X^2) + j8k^2XY)) \quad (\text{C.3})$$

$$X = \frac{x}{s}, \quad Y = \frac{y}{s} \quad (\text{C.4})$$

(2) 単位長さ当りの容量

$$C = \frac{\epsilon_0}{2} (1 + \epsilon_s) \frac{K(k')}{K(k)} \quad \text{但し} \quad \epsilon_s = \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y} \quad (\text{C.5})$$

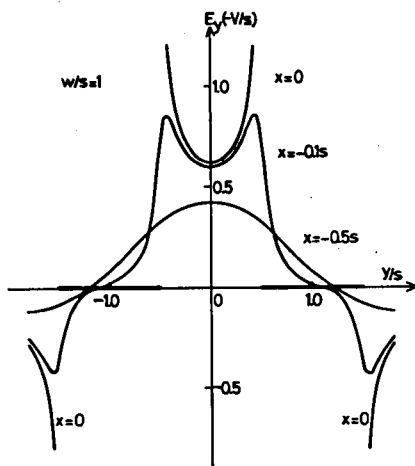
(3) 特性インピーダンス

$$Z = \frac{120 \pi}{\sqrt{(1 + \epsilon_s)/2}} \frac{K(k)}{K(k')} \quad (\text{C.6})$$

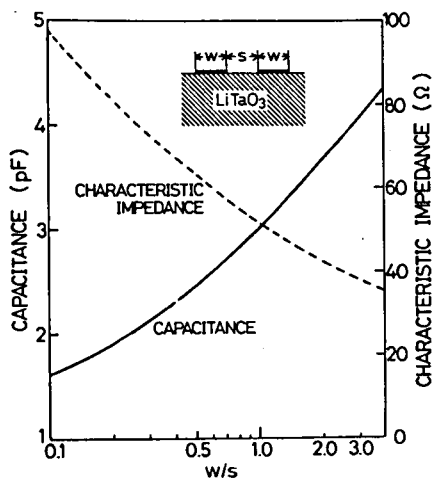
ここで $K(k)$, $K(k')$ はそれぞれ $k = (1 + 2w/s)^{-1}$, $k' = (1 - k^2)^{\frac{1}{2}}$ を母数とする第1種完全楕円積分であり, ϵ_x , ϵ_y は基板の x , 及び y 方向の比誘電率である。

基板結晶に Z cut LiTaO₃ を考え, 式 (C.1) (C.5) (C.6) の数値計算を行なった。本研究の変調器に必要な変調電界である E_y について, 強度分布を図C.2に示す。ここで電極の幅と間隔は等しいとおいた。図C.3には電極の幅と間隔の比に対する電極長1cm当りの容量, 及び特性インピーダンスを示す。電極の幅と間隔を等しくすれば, 特性インピーダンスはほぼ 50 Ω となる。また, その時の容量は 3 pF/cm である。

さて, 変調電界は図C.2に見られるごとく, 場所によりかなり異なった値を取る。しかし



図C.2 対称構造コプレーナ電極による電界強度 E_y 分布



図C.3 電極1cm当りの容量, 特性インピーダンス

導波光の電力は電極間の中央近傍に集中しているため, 変調電界を $y=0$ における電界強度で代表させ, 次式で表わす。

$$E_y = \frac{2V}{\pi(s^2 + 4x^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{C.7})$$

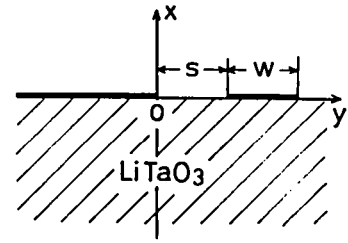
ここで簡単のために、電極幅を無限大とおいた。この関数は更に指数関数を用いて近似でき⁽¹⁾

$$E_y = \frac{2V}{\pi s} \exp(-|x|/D) \quad D = s/0.8 \quad (\text{C.8})$$

と表わせる。上式を用いれば、式(2.3)(2.9)の結合係数は解析的に計算できる。

C.3 非対称構造コプレーナ電極

変調信号は同軸ケーブルなどの不平衡線路で給電されることが多いため、進行波型動作を行なう場合に、しばしば図C.4に示される非対称構造のコプレーナ電極が用いられる。この構造の電界分布、単位長さ当りの容量、特性インピーダンスも前節と同様の仮定の下で次のように求められる。



図C.4 非対称構造コプレーナ電極

(1) 電界分布；両電極間に電圧Vを加えた場合

$$E_y = -\frac{V}{s} r \cos \theta, \quad E_x = \frac{V}{s} r \sin \theta \quad (\text{C.9})$$

但し

$$r = \frac{1}{2K(k)} [(X^2 + Y^2) \{(1-Y)^2 + X^2\} \{(1-k^2Y)^2 + (k^2Y)^2\}]^{-1/4} \quad (\text{C.10})$$

$$\theta = \frac{1}{2} [\arg(Y-jX) + \arg(1-Y+jX) + \arg(1-k^2Y+jk^2X)] \quad (\text{C.11})$$

$$X = \frac{x}{s} \quad Y = \frac{y}{s} \quad (\text{C.12})$$

(2) 単位長さ当りの容量

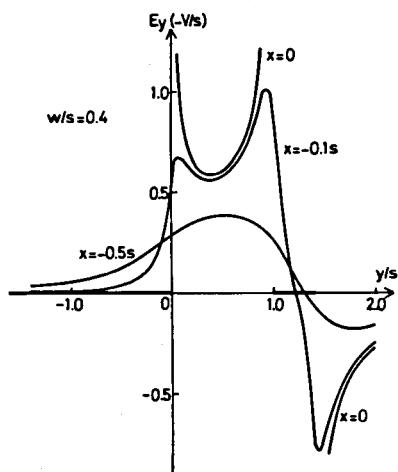
$$C = \epsilon_0(1 + \epsilon_s) \frac{K(k')}{K(k)} \quad \epsilon_s = \sqrt{\epsilon_x \epsilon_y}$$

(3) 特性インピーダンス

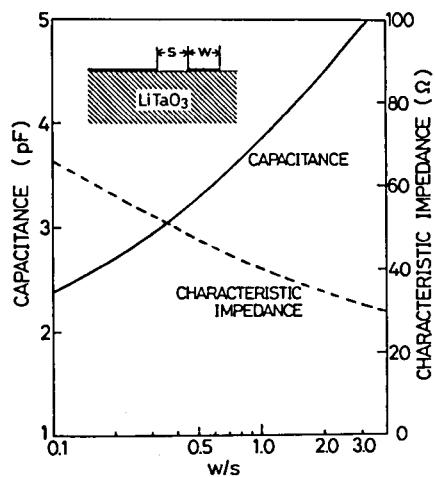
$$Z = \frac{60 \pi}{\sqrt{(1 + \epsilon_s)/2}} \frac{K(k)}{K(k')}$$

ここで $K(k)$ 、 $K(k')$ はそれぞれ $k = (1+w/s)^{1/2}$ 、 $k' = (1-k^2)^{1/2}$ を母数とする第1種完全楕円積分である。

$x < 0$ がZ cut LiTaO₃として、y方向の電界分布を図C.5に示す。 w/s は0.4に選んだ。図C.6に電極長1cm当りの容量、及び特性インピーダンスを示す。約 $w/s = 0.4$ で特性インピーダンスは50Ωとなり、その時の容量は3.1 pF/cmである。



図C.5 非対称構造コプレーナ電極
による電界強度 E_y 分布



図C.6 電極1cm当りの容量, 特性イン
ピーダンス

文 献

- (1) D. Marcuse, "Electrooptic Coupling Between TE and TM Modes in Anisotropic Slabs", IEEE J. Quantum. Electron., **QE-11**, 9, pp. 759-767 (1975).

附録 D. 導波一放射モード結合型変調器の周波数帯域

D.1 序

変調周波数帯域は変調度（消光比），変調電力と共に，変調器やスイッチの性能を表わす重要な量であり，特に通信用外部変調素子の場合には，半導体レーザーの直接変調の限界周波数（約 2 GHz）以上の周波数帯域を持つことが強く要求される。

変調周波数帯域が制限される要因は，変調電極回路の構成法（変調波の印加法）－集中定数型か進行波型か－によって異なっている。集中定数型動作では，光波が素子中を通過する時間が十分短かく，変調波の波長が電極長に比べて十分大きい場合に変調電極を集中定数回路の容量 c と見なし，この c と負荷抵抗 R との時定数により周波数帯域が制限される。一方進行波型動作では，変調電極を変調波の伝送線路として用い，素子を通過する光波に進行波（伝搬波）の信号を印加して変調する。この場合，周波数帯域は光波と変調波の速度不整合により制限される。更に，第 1 章で分類したような変調機構の違いによっても周波数帯域は異なる。

ここでは導波一放射モード結合型光変調器について LiTaO_3 を基板とする構造を取り上げ，集中定数型動作，および進行波型動作における変調周波数帯域を計算する。なお，変調周波数帯域の定義法は，特に強度変調の場合には統一されていないため，本研究では変調深さ

（これは光出力強度の信号波成分/直流成分で定義する）が直流時の $1/\sqrt{2}$ に減少する周波数で定義する。

D.2 集中定数型動作

導波一放射モード結合型変調器では，変調電界を E_m とすれば光出力強度 I は

$$I = 10^{-\frac{\eta}{10}}, \quad \eta = K E_m^2 \quad [\text{dB}] \quad (\text{D.1})$$

と表わせる。ここで η は変調器の消光比を表わし， K は比例定数である。変調電界強度が二乗の形で含まれるため，バイアスを加えて小振幅で変調することが必要である。そこで E_m を次のようにおく。

$$E_m = E_0 + \Delta E(\omega) \sin \omega t \quad \text{但し} \quad \Delta E(\omega) \ll E_0 \quad (\text{D.2})$$

式 (D.1) より

$$\begin{aligned} I &= 10^{-\frac{K}{10} (E_0 + \Delta E \sin \omega t)^2} \\ &\approx 10^{-\frac{\eta_0}{10}} (1 - \log_e 10 \frac{K}{10} 2 E_0 \Delta E \sin \omega t) \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

光出力の直流成分を I_0 、信号波成分を I_ω で表わし、変調深さ $M(\omega)$ を $M(\omega) = |I_\omega|/|I_0|$ で定義すると、

$$M(\omega) = K/5 \log_e 10 E_0 \Delta E(\omega) \quad (D.4)$$

と表わせる。 $M(\omega)$ が直流変調時の変調深さ $M(0)$ の $1/\sqrt{2}$ となる周波数で周波数帯域を定義すれば、カットオフ周波数では $\Delta E(\omega) = 1/\sqrt{2} \Delta E(0)$ が成り立つ。従って、信号源インピーダンスを R_s 、負荷インピーダンスを R_L 、電極容量を C とすれば、変調周波数帯域 Δf は

$$\Delta f = (2\pi R_s // R_L C)^{-1} \quad (D.5)$$

となる。

素子の材料を Z cut LiTaO₃ とし、電極に幅と間隔の等しい対称コプレーナ電極を用いる場合、電極容量は 1 cm 当り 3.0 pF であるから、 $R_s = R_L = 50 \Omega$ とすれば、変調周波数帯域 Δf は $\Delta f = 2.1 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$ である。集中定数型動作によって広帯域化を図るには、変調電極を小さくして容量 C を下げると共に、信号源および負荷インピーダンスを低くしなければならない。しかし、このようにすると大きな変調電力が必要になる。

実際には電極が有限の長さを持つため、これによって変調周波数帯域は制限される。変調電極の長さを L とすれば、光が $z = 0$ から L まで走行する間に変調波の振幅が変化するため、変調度が低下するわけである。この効果を考慮すれば、光出力強度の信号波成分は式 (D.3) より

$$I_\omega = A \int_0^L \sin \omega t dz \quad A: \text{定数} \quad (D.6)$$

と書ける。時刻 t_0 に $z = 0$ にある光の波面は、時刻 t では

$$z = \frac{c}{n} (t - t_0) \quad n: \text{基板の屈折率} \quad c: \text{真空中の光速} \quad (D.7)$$

にあるので式 (D.6) は

$$\begin{aligned} I_\omega &= A \frac{c}{n} \int_{t_0}^{t_0 + \tau} \sin \omega t dt \quad \tau = \frac{nL}{c}: \text{光の電極通過時間} \\ &= AL \left(\sin \frac{\omega \tau}{2} / \frac{\omega \tau}{2} \right) \sin \omega \left(t_0 + \frac{\tau}{2} \right) \end{aligned} \quad (D.8)$$

となる。上式より変調深さが低下する割合は sinc 関数で与えられる。

$\text{sinc}(1.4) \simeq 1/\sqrt{2}$ であるから、この光走行効果により制限される帯域 Δf_t は

$$\Delta f_t = \frac{1.4 c}{\pi n L} \quad (D.9)$$

である。LiTaO₃ 基板の場合 $n \simeq 2.18$ であるから、 $\Delta f_t = 6.1 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$ を得る。集中定数型動作では、回路的に広帯域化を図っても、これ以上の帯域はとれない。

D. 3 進行波型動作

周波数帯域幅を広げるには、変調信号を光の伝搬と共に走らせる進行波型動作を行なえば良い。変調波と光波の位相速度が等しければ、ある光波の位相面は、素子通過中つねに一定の変調電界を受けるため、直流時と同一の変調深さが得られ、周波数帯域の制限はなくなる。変調器の光出力強度 I は、進行波調電界 $E_m(t, z)$ により

$$I = 10^{-\frac{\eta}{10}}, \quad \eta = \frac{K}{L} \int_0^L E_m(t, z)^2 dz \quad (\text{D. 10})$$

と表わされる。変調信の z 方向伝搬数を β とし、直流バイアスを加えれば変調信号は

$$E_m(t, z) = E_0 + \Delta E \sin(\omega t - \beta z) \quad \Delta E \ll E_0 \quad (\text{D. 11})$$

と書ける。時刻 t_0 に変調器に入射した光の波面を考えれば式 (D. 7) が成り立ち、また変調信号に対する実効屈折率を $\sqrt{\epsilon}$ とすれば、 $\beta = \omega \sqrt{\epsilon}/c$ であるから、

$$E_m(t) = E_0 + \Delta E \sin \omega \left[\left(1 - \frac{\sqrt{\epsilon}}{n}\right)t + \frac{\sqrt{\epsilon}}{n} t_0 \right] \quad (\text{D. 12})$$

上式を用いて式 (D. 10) は

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{Kc}{Ln} \int_{t_0}^{t_0+z} E_m(t)^2 dt \\ &\simeq KE_0^2 + 2KE_0 \Delta E \frac{\sin u}{u} \sin \omega \left[t + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sqrt{\epsilon}}{n}\right) \tau \right] \end{aligned} \quad (\text{D. 13})$$

但し $u = \frac{\omega L}{2c} |\sqrt{\epsilon} - n|$

式 (D. 3) と同様の計算を行ない、変調深さ $M(\omega)$ を計算すれば

$$M(\omega) \equiv \left| \frac{I\omega}{I_0} \right| = \frac{1}{5} \log_e 10 \quad KE_0 \Delta E \frac{\sin u}{u} \quad (\text{D. 14})$$

となる。変調深さ M の低下する割合は sinc 関数で与えられ、3 dB 下りの周波数帯域 Δf は

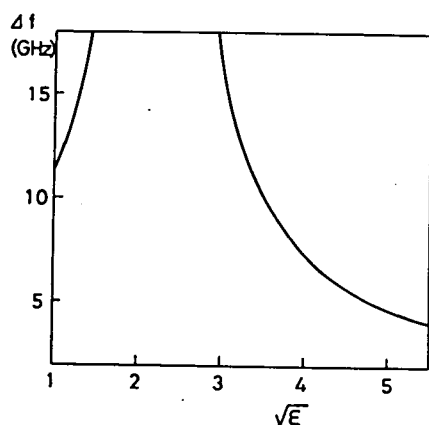
$$\Delta f = \frac{1.4c}{\pi L |\sqrt{\epsilon} - n|} \quad (\text{D. 15})$$

で与えられる。

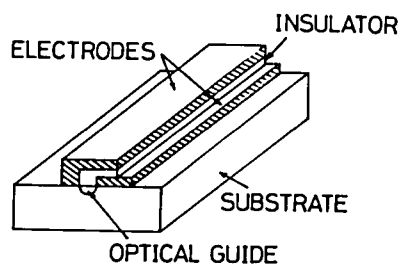
LiTaO₃ 導波路の場合、 $n \simeq 2.18$ であり、 $\sqrt{\epsilon}$ に対して素子長 1 cm での変調周波数帯域を計算した結果が図 D. 1 である。通常のコプレーナ電極構造では、マイクロ波に対する実効屈折率は $\sqrt{(42.7 + 1)/2} \simeq 4.67$ であるから、 $\Delta f = 5.4$ GHz となる。

変調周波数帯域を更に改善するためには、変調信号の伝搬速度を光の伝搬速度に近づける、つまり、マイクロ波に対する実効屈折率を下げる必要がある。そのために、変調器の

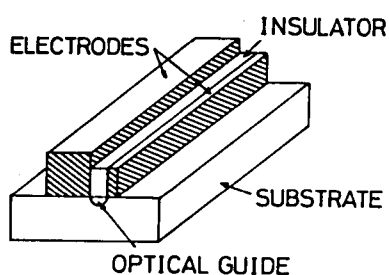
基板層を薄くして、基板以下の層に誘電率の低い材料を用いる方法⁽¹⁾や、変調電極を図D. 2(a)(b)に示されるような構造とするなどの方法⁽²⁾⁽³⁾が考えられている。



図D. 1 マイクロ波実効屈折率 $\sqrt{\epsilon}$ に対する変調周波数帯域 Δf



(a)



(b)

図D. 2 変調電極構造の例

文 献

- (1) E. Yamashita, K. Atsuki, H. Hosokawa, and K. Nagata, "Some Experiments on Design Principle of Broad Band Electrooptic Modulators", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-26**, 9, pp. 703-704 (1978).
- (2) E. A. J. Marcatili, "Optical Subpicosecond Gate", Appl. Opt. **19**, 9, pp. 1468-1476 (1980).
- (3) 池上, 中島, 栗井, "製作精度の緩和された高効率薄膜光変調器の研究", 昭和57年度科研費成果報告書(昭58・3)

本研究に関する発表

【1】 発表論文

- (1) H. Onodera, I. Awai, M. Nakajima and J. Ikenoue, "Guided-to-Radiation Mode Conversion in Hetero-Structure Planar Waveguides and its Application to a Light Modulator", IEEE International Microwave Symposium Digest (1980), pp. 311-313.
- (2) 小野寺, 中島, 栗井, 池上, "高変調度導波-放射モード結合形光変調器の解析", 電子通信学会論文誌 (C), Vol. J 64-C (1981), pp. 288-295.
- (3) H. Onodera, I. Awai, M. Nakajima and J. Ikenoue, "Experiment on Light Intensity Modulation Based on Guided-to-Radiation Mode Coupling in Hetero-Structure Thin Film Waveguide", IEEE International Microwave Symposium Digest (1981), pp. 525-527.
- (4) M. Nakajima, H. Onodera, I. Awai and J. Ikenoue, "High-Efficiency Light Modulator using Guided-to-Radiation Mode Coupling: a Proposal", Appl. Opt., Vol. 20 (1981), pp. 2439-2443.
- (5) M. Nakajima, H. Onodera and J. Ikenoue, "Coupled Multimode Analysis of Anisotropic Heterostructure Waveguides and its Application to a Light Modulator", Radio Sci., Vol. 17 (1982), pp. 117-124.
- (6) N. Shibamura, H. Onodera, I. Awai, M. Nakajima and J. Ikenoue, "Analysis of Graded-Index Fibers by Means of the Transverse Resonance Method", J. Opt. Soc. Am., Vol. 72 (1982), pp. 1502-1505.
- (7) H. Onodera, I. Awai and J. Ikenoue, "Refractive Index Measurement of Bulk Materials; Prism Coupling Method", Appl. Opt., Vol. 22 (1983), pp. 1194-1197.
- (8) 小野寺, 奥田, 栗井, 中島, 池上, "Nb拡散LiTaO₃導波路とそれを用いた導波-放射モード結合型光変調器", 電子通信学会論文誌 (C), Vol. J 67-C (1984). 掲載予定.
- (9) 小野寺, 栗井, 中島, 池上, "Nb₂O₅薄膜-LiTaO₃基板導波路における導波-放射モード結合光変調の実験", 電子通信学会論文誌 (C), Vol. J 67-C (1984). 掲載予定.
- (10) H. Onodera, I. Awai, M. Nakajima and J. Ikenoue, "Light Intensity Modula-

tion Based on Guided-to-Radiation Mode Coupling in Hetero-Structure Waveguides", Appl. Opt., Vol. 23 (1984) 掲載予定.

【Ⅱ】 口 頭 発 表

- (1) 小野寺, 中島, 栗井, 池上 “ 高変調度導波-放射モード形光変調器に関する解析 ” 輻射科学研究会資料 (1979.10).
- (2) 小野寺, 中島, 栗井, 池上 “ 導波-放射モード形光変調器の高効率化について ” 特定研究「光導波エレクトロニクス」第 18.19 回研究会資料 (1979.10).
- (3) 中島, 栗井, 小野寺, 池上 “ 電気光学効果によるモード結合を用いた光変調器 ” 特定研究「光導波エレクトロニクス」第 4 回総合シンポジウム講演論文集 (1979.11).
- (4) 小野寺, 中島, 栗井, 池上 “ 基板厚さを考慮した導波-放射モード結合形光変調器の解析 ” 昭和 55 年度 電子通信学会総合全国大会 826 (1980.3).
- (5) 小野寺, 中島, 栗井, 池上 “ ヘテロ構造導波路における導波-放射モード結合を用いた光変調器の解析 ” 電子通信学会技術研究報告 MW 80-9 (1980.5).
- (6) 中島, 小野寺, 松岡, 池上 “ 導波-放射モード結合形光変調器 — 効率公式導出と材料定数 — ” 昭和 55 年度 電子通信学会 光・電波部門全国大会 S 2-1 (1980.8).
- (7) 小野寺, 中島, 池上, 栗井 “ ヘテロ構造導波路による導波-放射モード結合光変調の実験 ” 昭和 56 年度 電子通信学会 総合全国大会 823 (1981.3).
- (8) 柴沼, 小野寺, 中島, 池上 “ 導波-導波モード結合形光変調器の製作精度緩和に関する考察 ” 輻射科学研究会資料 (1981.7).
- (9) 小野寺, 内山, 中島, 栗井, 池上 “ 拡散型光導波路の数値解析法と導波-放射モード結合光変調器への応用 ” 輻射科学研究会資料 (1981.9).
- (10) 柴沼, 小野寺, 栗井, 中島, 池上 “ 任意の屈折率分布を有する光薄膜導波路の新しいモード解析法について ” 電子通信学会 技術研究報告 MW 81-72 (1981.11).
- (11) 柴沼, 小野寺, 栗井, 中島, 池上 “ 任意の屈折率分布を有する光薄膜導波路の新しいモード解析法について ” 昭和 56 年 電気関係学会関西支部連合大会 S-4 (1981.11).
- (12) 柴沼, 小野寺, 栗井, 中島, 池上 “ 拡散型異方性導波路におけるセミリーキーモードの横共振法による解析 ” 輻射科学研究会資料 RS-82-3 (1982.3).
- (13) 柴沼, 小野寺, 栗井, 中島, 池上 “ 光ファイバの横共振法によるモード解析 ” 昭和 57 年度 電子通信学会 総合全国大会 1008 (1982.3).
- (14) 小野寺, 内山, 中島, 栗井, 池上 “ 拡散導波路の直接数値解法と光変調器への応用 ”

昭和57年度 電子通信学会 総合全国大会 1009 (1982.3).

- (15) 小野寺, 小林, 栗井, 中島, 池上 “軸ずれ伝搬を用いた漏れ構造高効率光変調器”
電子通信学会 技術研究報告 MW 82-12 (1982.5).
- (16) 小野寺, 栗井, 池上 “プリズム結合による屈折率の測定” 昭和57年度 電子通信学会 光・電波部門全国大会 279 (1982.8).
- (17) 栗井, 小野寺, 池上 “レーザーを光源とするアベレス法 — 薄膜屈折率の測定と誤差の評価 —” 昭和57年度 電子通信学会 光・電波部門 全国大会 280 (1982.8).
- (18) 中島, 小野寺, 池上 “誘電体導波路解析法の物理的考察 — Invariant Principle 横共振法を中心に —” 昭和57年度 電子通信学会 光・電波部門 全国大会 S 6-11 (1982.8).
- (19) 小林, 小野寺, 中島, 栗井, 池上 “拡散形光導波路の閉じた形式の近似解法” 電気学会 電磁界理論研究会 EMT-83-1 (1983.2).
- (20) 小林, 中島, 小野寺, 栗井, 池上 “拡散導波路の変分法による解析” 昭和58年度 電子通信学会 総合全国大会 804 (1983.4).
- (21) 栗井, 小野寺, 中島, 池上 “平板プローブによるプレーナ光導波路の伝搬損失測定” 輻射科学研究会資料 RS-83-25 (1983.5).